



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií ■

Studijní program: **P2612** **Elektrotechnika a Informatika**
Studijní obor: **3901V55** **Aplikované vědy v inženýrství**

Vliv elektrických veličin na Biefeld-Brownův efekt

The influence of electrical parameters on the Biefeld-Brown effect

DISERTAČNÍ PRÁCE

Autor: Ing. Bc. Jiří Primas

Školitel: Prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.

Prohlášení

Dizertační práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací se školitelem.

V Liberci 1.3. 2014

Podpis:

Poděkování

Je mou milou povinností poděkovat osobám, které mi při tvorbě této disertační práce pomohly. Na prvním místě rád uvádím Prof. Ing. Václava Kopeckého, CSc., školitele mého doktorandského studia. Jemu jsem vděčný nejen za vedení, odborné náměty a připomínky, ale také za obohacující diskuze nejen o fyzice. Můj dík patří také Doc. Ing. Miroslavu Svobodovi, který mi nezištně poskytoval rady, vycházející z jeho široké vědecké erudice. Také všem níže jmenovaným lidem jsem hluboce zavázán za jejich vstřícnost, trpělivost a pomoc s výzkumem. Patří k nim: Ing. Josef Novák, Ph.D., Doc. Ing. Libor Tůma, CSc., Prof. RNDr. Ing. Miloslav Košek, CSc., Prof. Ing. Aleš Richter, CSc., Ing. Darina Jašíková, Ph.D., Ing. Michal Kotek, Ph.D. a v neposlední řadě můj kolega a nejbližší spolupracovník Ing. Bc. Michal Malík.

Anotace

Tato disertační práce se zabývá teoretickým i experimentálním zkoumáním vlivu elektrických veličin na Biefeld-Brownův efekt. V rešerši je definován Biefeld-Brownův efekt, jsou diskutovány aktuální publikace k dané problematice a jsou shrnuty základní pojmy a nutná východiska, která jsou pro tuto práci klíčové. Ve stati je popsána metoda měření, konstrukce základního typu kondenzátoru s asymetrickými elektrodami – tzv. element, je uveden fyzikální princip zkoumaného jevu, který je ověřen sérií experimentů. Dále jsou odvozeny a verifikovány vztahy pro vznikající sílu F vzhledem k procházejícímu proudu I , voltampérová charakteristika, tedy funkční závislost $I(U)$ a také vztah pro velikost síly F vzhledem k procházejícímu proudu I v případě střídavého napájení. Závěr práce obsahuje shrnutí celého výzkumu a je nastíněna možnost dalšího zkoumání v této oblasti.

Klíčová slova

Biefeld-Brownův efekt, ionizace, kondenzátor s asymetrickými elektrodami, koronový výboj, vysoké napětí.

Annotation

The thesis deals with the teoretical and experimental examination of the influence of electrical parametrs on the Biefeld-brown effect. In the first part the Biefeld-Brown effect is defined, recent publications dealing with this phenomenon are discused and some basic facts and starting points which are crucial for the work are summarized. In the main section the measurement method as well as the basic type of the capacitor with asymmetrical electrodes – the element are described. The physical principle of the phenomenon is stated and later verified with a series of experiments. Physical formulae describing the force F with respect to the current I , current-voltage characteristics (i.e. $I(U)$) and also the formula for the force F with respect to the current I in the case of alternating current are derived and verified. The conclusion contains the summarization of the entire research and the possibility of further study of the phenomenon is outlined.

Keywords

Biefeld-Brown effect, capacitor with asymmetrical electrodes, corona discharge, high voltage, ionisation.

Obsah

Úvod	11
1. Rešerše	13
1.1. Biefeld-Brownův efekt	13
1.2. Bahder, T. B., Fazi, Ch.: Force on an asymmetrical capacitor	14
1.3. Canning F. X.: Asymmetrical capacitors for propulsion	14
1.4. Musha T.: Theoretical explanation of the Biefeld-Brown effect	14
2. Vymezení základních pojmů	15
2.1. Koronový výboj	15
2.2. Zápalné napětí korony	16
2.3. Ionizace	17
2.4. Rekombinace	20
2.5. Základní fyzikální pojmy a vztahy	21
2.5.1. Elektrické pole	21
2.5.2. Elektrická kapacita a kondenzátor	22
2.5.3. Maxwellovy rovnice	23
2.5.4. Dielektrika	24
2.5.5. Chování plynů v elektrickém poli	26
2.5.6. Pohyb nabitých částic v elektrickém poli	28
2.6. Zdroje vysokého napětí	30
2.6.1. Vysokonapěťové transformátory	31
2.6.2. Marxův generátor	31
2.6.3. Násobič napětí	32
2.6.4. Elektrostatické generátory	32
2.6.5. Teslův transformátor	34
2.6.6. Námi zvolený zdroj vysokého napětí	35
3. Stat'	36
3.1. Konstrukce vysokonapěťového kondenzátoru s asymetrickými elektrodami	36
3.2. Použité metody a přístroje, experimentální uspořádání	39
3.2.1. Měření napětí	39
3.2.2. Měření proudu	39
3.2.3. Měření vznikající síly	40

3.2.4. Nejistoty měření	42
3.3. Fyzikální princip Biefeld-Brownova jevu	43
3.4. Další potvrzení uvedené fyzikální podstaty Biefeld-Brownova jevu	47
3.5. Teoretické odvození vztahu pro vznikající sílu F	52
3.6. Experimentální výsledky získané na elementu ve vzduchu a jejich srovnání s teoreticky odvozeným vztahem	58
3.7. Voltampérová charakteristika zkoumaného zařízení	67
3.8. Chování zkoumaného asymetrického kondenzátoru při připojení na střídavé vysoké napětí	74
Závěr	79

Slovník znaků, symbolů a zkratek

r	poloměr vodiče
d	vzdálenost mezi elektrodami
CIV	Corona Inception Voltage – zápalné napětí korony
E_i	intenzita elektrického pole, při které korona začíná vznikat
γ	tvarový bezrozměrný koeficient, který udává kvalitu povrchu vodiče
W_i	ionizační energie
m	hmotnost
E_k	kinetická energie
ν	frekvence
h	Planckova konstanta ($h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$)
λ	vlnová délka
p	tlak
T	teplota
Q_e	náboj elektronu ($Q_e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)
U_i	ionizační napětí
k	Boltzmannova konstanta ($k = 1,37 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$)
j	proudová hustota
λ_R	korekční faktor specifický pro daný materiál elektrody
π	Ludolfovo číslo ($\pi = 3,1415 \dots$)
m_e	hmotnost elektronu ($m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$)
W_k	výstupní práce elektronu z kovu
N^+	počet kladných částic
N^-	počet záporných částic
t	čas
κ	činitel rekombinace
F_e	elektrická síla
Q	elektrický náboj
ε_0	permitivita vakua ($\varepsilon_0 = 8,8541 \dots \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$)
ε_r	relativní permitivita
Φ_e	tok elektrické intenzity
\vec{dS}	normálový vektor
ρ	hustota elektrického náboje
φ	elektrický potenciál
\vec{r}	polohový vektor
V	objem
C	elektrická kapacita
U	elektrické napětí
S	plocha elektrod
E	intenzita elektrického pole
H	intenzita magnetického pole
D	elektrická indukce
B	magnetická indukce
μ_0	magnetická permeabilita vakua ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$)
μ_R	relativní permeabilita
ρ_F	hustota volných nábojů
v_D	driftová rychlost

α	bezrozměrný korekční faktor
\bar{l}	střední volná dráha
\bar{c}	střední aritmetická rychlost
μ	pohyblivost iontu
\bar{l}_e	střední volná dráha elektronu
w	poměrná část kinetické energie, kterou elektron ztratí při srážce
μ^e	pohyblivost elektronu
ACT	Asymmetrical Capacitor Thruster
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
IGBT	Insulated Gate Bipolar Transistor
d_i	průměr vodiče
I	elektrický proud
F	generovaná síla
Δm	změna hmotnosti
g	gravitační zrychlení ($g = 9,81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$)
PIV	Particle Image Velocimetry
I_f	žhavicí proud
UV	Ultraviolet
F_D	dielektroforetická síla
ε_m	permitivita okolního média
ε_p	permitivita pohybující se částice
l	délka
x	proměnná definující vzdálenost
μ^+	pohyblivost kladných iontů
R^2	koefficient determinace
ζ	Townsendův koeficient
I_F	elektrický proud, který působí vznikající sílu
I_Z	ztrátový elektrický proud
I_M	naměřený elektrický proud
I_{Mmax}	maximální naměřený proud
ψ	činitel závisející na tvaru elektrického pole a na charakteru částic
U_{Ti}	elektrické napětí, při kterém dojde ke změně koeficientu ζ
f	frekvence
I_C	kapacitní proud
a	délka malé elektrody
μ_i^{+-}	inverzní pohyblivost iontů obou znamének

Úvod

V poslední době se do popředí zájmu nejen odborné veřejnosti dostává jev, při kterém na kondenzátorech s asymetrickými elektrodami dochází po připojení vysokého napětí ke vzniku síly. Nejedná se o prosté vzájemné Coulombovské přitahování opačně nabitých elektrod, ale síla má tendenci pohybovat celým kondenzátorem ve směru k menší elektrodě. Přestože se jedná o relativně malou sílu (v řádu milinewtonů), rysují se zajímavé možnosti praktického využití tohoto jevu.

Za objevitele tohoto fenoménu můžeme považovat amerického fyzika T. T. Browna. Ten si v roce 1921 při svých experimentech se soustavami asymetrických elektrod povšiml, že po připojení vysokého napětí v řádu desítek kV má soustava elektrod tendenci pohybovat se směrem k menší elektrodě. Na výzkumu tohoto jevu později úzce spolupracoval s Dr. P. A. Biefeldem a tomuto fenoménu oba zasvětili značnou část své odborné kariéry. Z jejich spolupráce vzešla celá řada patentů [např. 1, 2], které můžeme považovat za první a zásadní publikace věnující se této problematice. Na jejich počest se proto jev vzniku síly na vysokonapětovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami označuje jako Biefeld-Brownův efekt.

Přestože se významný americký letecký konstruktér A. P. de Seversky později pokusil jevu využít ke konstrukci nového typu pohonu pro létání [3], tak zájem o tento fenomén postupně opadal. Zlom nastal až na konci 90. let 20. století, a to nikoliv ze strany odborné veřejnosti, ale ze strany amatérů. Objevila se totiž nová konstrukční varianta původního de Severského asymetrického kondenzátoru, tzv. lifter. Ten byl navržen tak, aby se po připojení vysokého napětí cca 20 kV celý asymetrický kondenzátor vznesl. Jednoduchost konstrukce umožnila, že tuto variantu asymetrického kondenzátoru bylo možné bez obtíží postavit i v amatérských podmínkách. Atraktivnost experimentu pak způsobila, že návod na jeho konstrukci se především díky internetu velmi rychle rozšířil a kondenzátor v této podobě postavilo a úspěšně otestovalo obrovské množství lidí, které tento jev zaujal.

Velkým problémem ale zůstávala skutečnost, že neexistoval přesný matematicko-fyzikální popis vznikající síly. Několik vědeckých týmů na významných pracovištích se pokusilo o nástin možné fyzikální podstaty, ale jednalo se pouze o ojedinělé, a často velmi obecně psané publikace [4, 5]. Jedním z důvodů, proč vědecké zprávy nebyly detailnější, je jistě fakt, že část výzkumů byla (a zřejmě stále je) utajena.

Bohužel vedle těchto seriózních výzkumů, se objevilo velké množství výzkumů amatérských a neseriózních [6], takže v současné době je orientace v dostupných zdrojích s touto tematikou značně obtížná. Internetové vyhledávače sice naleznou k tomuto tématu obrovské množství odkazů, ale prakticky všechny jsou nespolehlivé, v některých případech dokonce zjevně nesmyslné. To celkový pohled na danou problematiku spíše devaluje.

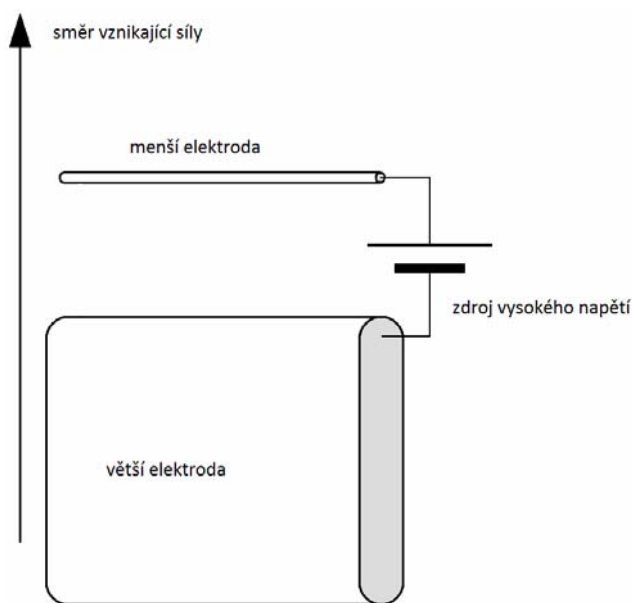
Hlavním cílem této disertační práce je předložit kompletní matematicko-fyzikální popis vzniku síly na vysokonapěťovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami, a tento popis verifikovat na velké sérii experimentů. Mým přáním je, aby se tato disertační práce stala první prací, která poskytne na zkoumanou problematiku komplexní, a především vědecky relevantní pohled.

1. Rešerše

V rešeršní části této práce nejprve definujeme a stručně popíšeme Biefeld-Brownův efekt, a poté se podíváme na několik vybraných publikací z posledních let, které se problematice tohoto jevu věnují. Dvě z nich jsou publikacemi ze seriózních pracovišť a můžeme je pokládat za dobrý ukazatel současného stavu zkoumání této problematiky, třetí z nich je uvedena jako příklad toho, jak dle mého názoru pseudovědecky lze tuto problematiku také uchopit.

1.1. Biefeld-Brownův efekt

Biefeld-Brownovým efektem budeme v této disertační práci rozumět elektrický efekt pozorovatelný na vysokonapětových kondenzátorech s výrazně asymetrickými elektrodami. Po připojení napětí, které je větší než zápalné napětí koronového výboje, nabité částice vznikající v okolí menší elektrody jsou urychlovány elektrickým polem směrem k elektrodě větší a v průběhu své dráhy předávají svůj moment hybnosti přítomným neutrálním částicím okolního média (nejčastěji vzduchu). To má dva zásadní důsledky. Tím prvním je vznik síly, která působí na celou konstrukci kondenzátoru (viz obr. 1) a míří vždy směrem k menší elektrodě (a to nezávisle na polaritě připojeného napětí), druhým důsledkem je vznik ustáleného orientovaného proudění neutrálního okolního média (vzduchu) ve směru, který je opačný, než směr vznikající síly.



Obr. 1: Síla vznikající na kondenzátoru s asymetrickými elektrodami

1.2. Bahder, T. B., Fazi, Ch.: Force on an asymmetrical capacitor

V tomto článku [5] se autorská dvojice pod záštitou US Army Research Laboratory pokusila o nástin analýzy Biefeld-Brownova efektu z pohledu fyzikálního principu, který za vznikem síly opravdu stojí. Autoři vyšli z původních Brownových patentů a provedli na velmi jednoduchých modelech základní měření vznikající síly. V další části vyloučili jako možný princip elektrický vítr, a naopak potvrdili teorii iontového driftu – tj. uspořádaného pohybu iontů, které vznikají v okolí malé elektrody a jsou urychlovány směrem k elektrodě velké. Autoři se nepokusili o hlubší kvantitativní popis zkoumaného jevu.

1.3. Canning F. X.: Asymmetrical capacitors for propulsion

Autor F. X. Canning v tomto článku [4], který je vlastně závěrečnou zprávou projektu CR-2004-213312 prováděném v NASA na vysokonapětovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami, zkoumal, zda síla vzniká i za výrazně sníženého tlaku, příp. ve vakuu. Na testovacím modelu, který opět vycházel z původního Brownova návrhu, ukázal, že ke vzniku síly je nezbytně nutná interakce pohybujících se iontů s okolními neutrálními částicemi vzduchu. Pokud tyto částice nejsou přítomny, ke vzniku síly nedochází.

1.4. Musha T.: Theoretical explanation of the Biefeld-Brown effect

Tato práce [6] japonského inženýra T. Mushi pod slibným názvem skrývá příklad článku, který je přinejmenším silně spekulativní, při použití silnějšího výraziva neseriózní a pseudovědecký. Musha se totiž pokusil vysvětlit sílu vznikající na vysokonapětovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami pomocí elektrogravitace, přesněji řečeno gravitačního pole, které na kondenzátoru prý vzniká a interaguje s gravitačním polem Země. Ač myšlenka na fyzikální teorii, která by sjednotila všechny síly, včetně gravitační, je jistě velmi lákavá, domnívám se, že bude muset vzejít od osoby fundovanější, než je právě T. Musha, především proto, že vznikající sílu není problémem vysvětlit v rámci běžných, zavedených a verifikovaných fyzikálních teorií. Zásadním argumentem proti Mushově teorii je i skutečnost, potvrzená výše uvedeným Canningem a totiž, že síla nevzniká ve vakuu.

2. Vymezení základních pojmů

Již z předcházejícího popisu je zřejmé, že s problematikou Biefeld-Brownova efektu úzce souvisí několik známých pojmů z vysokonapěťové techniky, na které se nyní v této části práce podíváme detailněji. Části následujícího textu jsou autorem převzaty a upraveny z [7], pokud se ale nebude jednat o doslovné citace, nebudou jako takové uváděny.

Pro matematicko-fyzikální analýzu a popis vzniku síly na kondenzátoru s asymetrickými elektrodami budeme v našich dalších úvahách vycházet také ze základních fyzikálních vztahů, které popisují elektrické pole, pohyb nabitě částice v tomto poli, chování dielektrik v elektrickém poli, atd. Proto v této části tuto základní terminologii, obecnou teorii a fyzikální vztahy spolu se stručným komentářem také uvedeme. Již na tomto místě je nutné upozornit na důležitou skutečnost. Elektrické proudy, které námi zkoumaným zařízením protékají, jsou velmi malé (v řádu desítek, max. stovek μA), takže jejich magnetické působení je možné zanedbat, aniž by došlo k zneprůhlednění dalších získaných výsledků.

2.1. Koronový výboj

Koronovým výbojem (neboli stručně korunou) rozumíme neúplný samostatný výboj, který vzniká tehdy, když poloměr křivosti jedné z elektrod je velmi malý a vzdálenost mezi elektrodami velká vzhledem k rozměru menší elektrody. Bylo experimentálně prokázáno, že např. mezi dvojicí paralelní vodičů s poloměrem r , vzdálených od sebe o vzdálenost d , nedojde ke vzniku korony, není-li splněna podmínka $d/r < 5,85$. [8] Je tedy nutné, aby elektrické pole bylo značně nehomogenní, jeho intenzita v okolí elektrody s malou křivostí je potom značná, zatímco v ostatním prostoru mezi elektrodami je dosti malá.

Zvyšujeme-li tedy postupně napětí na asymetrické soustavě dvou elektrod (kondenzátoru), dosáhne intenzita elektrického pole nakonec takových hodnot, že dojde k nárazové ionizaci a vytvoří se podmínky pro vznik neúplného výboje, omezujícího se jen na tenkou vrstvu vzduchu, přiléhající k elektrodě s malým poloměrem křivosti. Ta se obklopí slabě svítící vrstvou, jejíž vzhled dal jevu název – korona.

Přestože se pochody v případě kladné a záporné korony navzájem velmi podstatně liší, vzniká v obou případech korona (při jinak stejných podmínkách) při velmi podobné intenzitě elektrického pole na povrchu elektrody. Je-li korona záporná, postupují elektrony ze svítící vrstvy do vnější oblasti a vytvářejí záporné ionty. Kladné ionty se přitahují k elektrodě a zde

se vybíjejí. Je-li korona naopak kladná, přecházejí ze svítící oblasti do vnější oblasti kladné ionty, kdežto elektrony jsou přitahovány k elektrodě a zde se neutralizují.

Na povrchu elektrod se při zvyšování napětí udržuje bez zřetele na polaritu téměř konstantní intenzita pole, potřebná k udržení ionizace, kdežto ve vnější oblasti se zvětšuje prostorový náboj téhož znaménka, jako má příslušná elektroda.

Přítomnost značného prostorového náboje téhož znaménka jako je napětí vodiče je pro koronový výboj zcela typická. Je-li při stejnosměrném napětí korunou obklopena pouze jedna elektroda a na druhé elektrodě je intenzita elektrického pole tak malá, že od ní nepostupují k elektrodě obklopené korunou téměř žádné ionty, mluvíme o koruně unipolární. Naopak jsou-li obě elektrody obklopeny korunou, mluvíme o koruně bipolární.

2.2. Zápalné napětí korony

V předchozím odstavci bylo uvedeno, že ke vzniku korony je potřeba na elektrody přivést určité minimální napětí. Toto napětí se nazývá zápalné napětí korony a značí se obvykle *CIV* (z anglického Corona Inception Voltage). Pro nás je hodnota tohoto napětí velmi důležitá, protože nástup koronového výboje na menší elektrodě námi zkoumaného kondenzátoru můžeme ztotožnit s nástupem vzniku síly. Koronou se ve svých výzkumech velmi podrobně zabýval F. W. Peek [8]. Podařilo se mu najít empirický vztah, který popisuje hodnotu intenzity elektrického pole, při kterém unipolární korona právě začíná vznikat. Ten se nejčastěji uvádí v tomto tvaru:

$$E_i = 3 \cdot 10^6 [1 + (0,03 \cdot \sqrt{\gamma} / \sqrt{r})], \quad (1)$$

kde E_i je intenzita elektrického pole, při které korona začíná vznikat, γ je tvarový bezrozměrný koeficient, který udává kvalitu povrchu vodiče, pro hladký vodič se bere hodnota $\gamma=1$ a r je poloměr vodiče, na kterém korona vzniká.

Pomocí vztahu (1) jsme tedy schopni nalézt hodnotu intenzity elektrického pole E_i , při které korona začne vznikat. Nás ale zajímá spíše hodnota napětí, tedy *CIV*. Zde Peek uvádí následující vztah [8]:

$$CIV = E_i \cdot r \cdot \ln\left(\frac{d}{r}\right), \quad (2)$$

kde d je vzdálenost mezi elektrodami. Z tohoto vztahu (2) je na první pohled zřejmé, že byl Peekem odvozen pro geometrii dvou soustředných válců. Musíme tedy pamatovat na to, že

pro náš kondenzátor s asymetrickými elektrodami bude nutné vztah (2) upravit tak, aby vystihoval námi zkoumanou geometrii.

2.3. Ionizace

Ionizace je fyzikální proces, při kterém atom nebo molekula ztrácí nebo získává elektron, a tím se stává kladným, resp. záporným iontem. Aby nastala ionizace neutrálního atomu, musí mu být z vnějšku dodána zcela určitá energie, kterou nazýváme ionizační energií a značíme obvykle W_i . Ionizační energie se u běžných plynů pohybuje v rozmezí od cca 3 do 25 eV. Vzdálí-li se z atomu kromě valenčního elektronu ještě další elektron, který byl pevněji poután k jádru, nazýváme atom dvojnásobně ionizovaným a příslušnou ionizační energií druhou ionizační energií. Tak můžeme dodanou energii dále zvyšovat a dospějeme k atomu trojnásobně ionizovanému, čtyřnásobně, atd. Pochopitelně pouze tehdy, pokud takové další ionizaci nebrání stavba elektronového obalu. V tabulce č.1 je přehled prvních a druhých ionizačních energií pro vybrané plyny.

Tabulka č. 1: Ionizační energie vybraných plynů

Plyn	První ionizační energie [eV]	Druhá ionizační energie [eV]
vodík	13,6	
hélium	24,6	54,4
dusík	14,5	29,6
kyslík	13,6	35,1
argon	15,8	27,6
xenon	12,1	21,2

Existuje několik různých způsobů, jak mohou ionty vznikat, tedy jak může ionizace v plynech přesně probíhat, protože je pro naše zkoumání ionizace zásadním jevem, podívejme se na ni trochu podrobněji:

- **Nárazová ionizace** – srazí-li se jakákoliv částice s hmotou m (elektron, iont, neutrální atom nebo molekula) pohybující se rychlostí v s neutrálním atomem nebo molekulou, může být výsledkem této srážky ionizace tohoto neutrálního atomu. To znamená, že se původně neutrální atom rozpadne na elektron a kladně nabitý zbytek – kladný iont. Aby ale tento jev mohl nastat, musí být kinetická energie E_k

pohybující se částice, která má způsobit ionizaci, větší, než ionizační energie daného plynu, tj. musí platit nerovnost:

$$E_k \geq W_i. \quad (3)$$

- **Ionizace fotony** – jedná se o další důležitý zdroj nabitých částic v plynu. Plyn se totiž může ionizovat také zářením o frekvenci ν . Nutnou podmínkou ale je, aby byla splněna nerovnost:

$$h \cdot \nu \geq W_i, \quad (4)$$

kde h je Planckova konstanta, $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$. Dá se tedy ukázat, že aby mohlo k ionizaci plynu vůbec dojít, je nutné použít světlo s dostatečně vysokou frekvencí ν , a tedy dostatečně krátkou vlnovou délkou λ . Viditelné světlo tedy plyn prakticky neionizuje, je nutné použít vlny ležící v ultrafialové části spektra nebo případně kratší (Roentgenovo záření, apod.).

- **Tepelná ionizace** – tepelnou ionizaci rozumíme všechny ionizační pochody, které jsou podmíněny tepelným stavem plynu. Z Maxwellova zákona rozdělení rychlostí plyne, že molekuly plynu se pohybují různými rychlostmi, ale pravděpodobnost, že existuje molekula s danou rychlostí je tím menší, čím více se tato rychlost liší od střední rychlosti. Na základě tohoto zákona se dá ukázat, že při laboratorní teplotě je ionizace plynu vzhledem k ionizačním energiím plynů zcela zanedbatelná. Při zvyšování teploty roste rychlost částic plynu a tím i pravděpodobnost ionizace, tedy se vzrůstající teplotou roste v daném objem počet iontů. Tuto úměrnost můžeme matematicky vyjádřit upraveným tvarem rovnice, která je ve fyzice plazmatu známa jako rovnice Sahova:

$$\frac{p}{133,3} \cdot \frac{x^2}{1-x^2} = 2,4 \cdot 10^{-4} \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{Q_e U_i}{k \cdot T}}, \quad (5)$$

kde p je tlak plynu v Pa, x reprezentuje stupeň ionizace plynu (tedy poměr ionizovaných částic k celkovému počtu částic), T je teplota plynu v K, Q_e je náboj elektronu ($Q_e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$), U_i je ionizační napětí daného plynu a k je Boltzmannova konstanta ($k = 1,37 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$).

- **Povrchová ionizace** – doposud jsme předpokládali, že k ionizaci dochází v objemu plynu, který je přítomen mezi elektrodami. Elektrony se však mohou v plynu objevit

i emisí z elektrod. K tomu, aby elektron mohl povrch elektrody opustit, je potřeba mu dodat určitou energii. Toho lze docílit několika způsoby:

Zahřátím elektrody – s rostoucí teplotou kovu se zvyšuje rychlost (a tedy i kinetická energie) elektronů. Překročí-li tato kinetická energie výstupní práci daného kovu, může elektron přejít přes potenciálovou překradu a dojde k jeho emisi. Tento jev se označuje jako tepelná emise elektronů nebo stručně termoemise a je základním principem funkce elektronek. Matematicky byla termoemise kompletně popsána roku 1901 O. W. Richardsonem:

$$j = \lambda_R \cdot \frac{4\pi \cdot m_e \cdot k^2 \cdot Q_e}{h^3} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_k}{k \cdot T}}, \quad (6)$$

kde j je proudová hustota elektronové emise, λ_R je korekční faktor specifický pro daný materiál elektrody (jeho hodnota se pohybuje okolo 0,5), π je Ludolfovo číslo, m_e je hmotnost elektronu ($m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg) a W_k je výstupní práce elektronu z kovu.

Ostřelováním povrchu kovu jakýmkoliv částicemi s dostatečnou energií – energie dopadající částice (např. kladného iontu) může přejít na elektron a umožnit mu tak výstup z kovu. Porovnáním tabelovaných hodnot ionizačních energií plynů s ionizačními energiemi kovů plyne, že ionizační energie plynů je zhruba dvakrát větší než ionizační energie kovů. Iont plynu by tedy měl mít dostatečnou energii k uvolnění elektronu z kovu. V praxi k tomu ale dochází pouze v několika málo procentech těchto případů a elektrony uvolněné tímto mechanismem mají jen malou energii.

Ozařováním povrchu kovu zářením s krátkou vlnovou délkou – elektrony získají energii od fotonů, tzv. fotoelektrický jev. Ta může nastat tehdy, pokud je frekvence ν záření, které na kov dopadá taková, aby byla splněna nerovnost:

$$h \cdot \nu \geq W_k. \quad (7)$$

Působením dostatečně silného vnějšího elektrického pole – tzv. studená emise. Z experimentů s průrazným napětím velmi vysokého vakua vyplynula existence studené emise. Tedy jevu, kdy intenzita elektrického pole v okolí elektrody je dostatečná k tomu, aby došlo k vytrhávání elektronů z této elektrody. K tomuto typu emise ale prakticky dochází při hodnotách elektrického pole převyšujících $1 \text{ GV} \cdot \text{m}^{-1}$, proto ji v našem dalším zkoumání nebudeme uvažovat.

2.4. Rekombinace

Rekombinace se definuje jako vzájemná neutralizace přebytečných nábojů různých znamének. Při rekombinaci kladného iontu s elektronem se vyplní volné místo ve valenční dráze iontu a iont se změní v neutrální molekulu. Při rekombinaci kladného iontu s iontem záporným přechází elektron ze záporného iontu na volné místo ve valenční dráze kladného iontu a dojde k vytvoření dvou neutrálních molekul. Při obou těchto typech rekombinace dojde k uvolnění určitého množství energie, a to buď ve formě světelných kvant, nebo zvýšením kinetické energie vznikajících neutrálních částic. K tomu, aby k rekombinaci došlo, je nutné, aby rekombinující částice byly po určitou dobu v bezprostřední blízkosti. Proto čím větší je jejich vzájemná rychlost, tím menší je pravděpodobnost jejich rekombinace.

V praktických úlohách nás zajímá, jak rychle v určitém vybraném prostoru ubývá díky rekombinaci iontů. Rekombinace iontů probíhá tím rychleji, čím větší je jejich koncentrace. Tedy i rychlost, se kterou bude nabitých částic v určitém objemu ubývat, bude tím větší, čím větší bude množství těchto částic v daném objemu, platí tedy:

$$\frac{dN^+}{dt} = \frac{dN^-}{dt} = -\kappa \cdot N^+ \cdot N^-, \quad (8)$$

kde N^+ je počet kladných částic v daném objemu, N^- je počet záporných částic, t je čas a κ je činitel úměrnosti nazývaný v tomto případě činitel rekombinace.

Předpokládejme dále, že počet kladných i počet záporných iontů v daném objemu je stejný, tj. $N^+ = N^- = N$. Pak můžeme psát:

$$\frac{dN}{dt} = -\kappa \cdot N^2. \quad (9)$$

Budeme-li nyní vztah (9) integrovat podle času od 0 do t a podle N od počáteční koncentrace N_0 do N získáme vztah pro počet částic N v čase t jako:

$$N(t) = \frac{N_0}{1 + \kappa \cdot N_0 \cdot t}. \quad (10)$$

Ze vztahu (10) plyne, že množství iontů se rekombinací zmenšuje podle hyperbolického zákona. Dodejme ještě, že vztah (10) byl odvozen na základě četných zjednodušujících předpokladů. Proto je jeho platnost pouze přibližná.

2.5. Základní fyzikální pojmy a vztahy

2.5.1. Elektrické pole

Elektrické pole je prostor obklopující elektricky nabitě těleso (tj. těleso, na kterém je přítomen elektrický náboj), ve kterém se projevuje působení elektrické síly. Tvar elektrického pole je určen tvarem zdroje tohoto pole. Rozmístěním více elektricky nabitých těles v prostoru lze elektrické pole deformovat. Existují tři základní tvary elektrického pole – radiální (paprscité), radiální zakřivené a homogenní.

Velikost přitažlivé (resp. odpudivé) síly mezi dvěma náboji je vyjádřena jedním ze základních zákonů elektrostatiky - *Coulombovým zákonem*:

$$F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \cdot \frac{|Q_1||Q_2|}{r^2}, \quad (11)$$

kde F_e je výsledná elektrická síla působící mezi dvěma bodovými náboji Q_1 a Q_2 , ϵ_0 je permitivita vakua, ϵ_r je relativní permitivita prostředí a r je vzdálenost dvou bodových nábojů. Směr elektrické síly určuje polarita bodových nábojů. Souhlasné náboje se odpuzují, opačné náboje se přitahují.

Jako jednoznačná funkce, která popisuje elektrické pole byla definována *elektrická intenzita*. Je dána vztahem:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\vec{F}(\vec{r})}{Q}. \quad (12)$$

Číselně je rovna síle, která by působila na jednotkový kladný náboj v daném místě elektrického pole. Dále byl definován *tok elektrické intenzity*. Je dán vztahem:

$$d\Phi_e = \vec{E} \cdot d\vec{s}. \quad (13)$$

Popisuje množství elektrické intenzity \vec{E} , která proteče kolmo ploškou, která je tak malá, aby se intenzita na ní dala považovat za konstantní, a je popsána svým vnějším normálovým vektorem $d\vec{s}$.

V některých složitějších případech není možné použít Coulombův zákon. Tehdy musí být použit jeho obecnější tvar - *Gaussova věta*, kde celkový tok elektrické intenzity skrz libovolnou uzavřenou plochu je roven celkovému náboji, který plocha obepíná, dělenému permitivitou vakua.

$$\oint d\Phi_e = \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{\sum Q}{\epsilon_0}. \quad (14)$$

U reálných těles, kde již nepracujeme pouze s bodovými náboji, je vhodné definovat ještě *hustotu náboje* ρ , tedy náboj na jednotku objemu (3D), plochy (2D) nebo délky (1D). Hustota je obecně funkcí polohy, je tedy jednoduše použitelná pouze v případech, kdy jsou tělesa nabitá rovnoměrně (např. nabitá vodivá rovina). [9]

Na závěr kapitoly o elektrickém poli definujeme ještě *elektrický potenciál* φ . Je to skalární fyzikální veličina, která vyjadřuje potenciální energii jednotkového elektrického náboje v konstantním elektrickém poli. Je to tedy množství práce, potřebné pro přenesení jednotkového náboje z bodu s nulovým potenciálem (vztažného bodu) do místa jiného. Za místo s nulovým potenciálem se v teoretických úlohách bere většinou bod v nekonečnu, nebo povrch Země. Nejobecnější je definice potenciálu objemově rozloženého náboje s hustotou náboje ρ :

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \int_V \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV, \quad (15)$$

kde \vec{r} a \vec{r}' jsou polohové vektory bodů v prostoru. Jak vyplývá ze vztahu (12), tento potenciál je definován v každém bodě prostoru (integrujeme přes celý objem V).

2.5.2. Elektrická kapacita a kondenzátor

Elektrická kapacita C vyjadřuje schopnost vodivých těles shromažďovat elektrický náboj. Je definována takto:

$$C = \frac{Q}{\varphi}, \quad (16)$$

kde φ je hodnota elektrického potenciálu na povrchu daného tělesa. Je evidentní, že elektrická kapacita je vlastností každého vodiče, ale v praxi se využívá především u kondenzátorů. Zde místo potenciálu φ na povrchu tělesa uvažujeme rozdíl potenciálů (tedy napětí) mezi elektrodami:

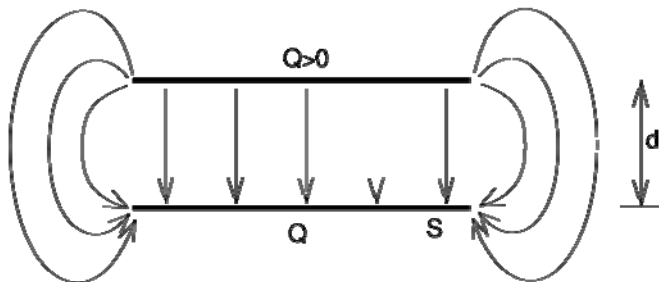
$$C = \frac{Q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{Q}{U}. \quad (17)$$

Kondenzátorem obecně rozumíme každou soustavu vodivých těles, které jsou od sebe vzájemně izolovány. V technické praxi se jedná o dvojpólovou součástku s definovanou

kapacitou, nejčastěji se využívá některá z modifikací kondenzátoru deskového, jehož kapacita je určena takto:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{d}, \quad (18)$$

kde S je účinná plocha elektrod a d je vzdálenost mezi nimi. Viz obr. 2.



Obr. 2: Deskový kondenzátor [10]

Zde učiníme krátkou poznámku k terminologii používané v této práci. Zařízení, které budeme zkoumat, nazýváme vysokonapěťovým kondenzátorem s asymetrickými elektrodami. Je ale jasné, že kondenzátorem v technické praxi rozumíme součástku, kde hlavním a určujícím parametrem je její kapacita. V případě našeho zařízení je kapacita parametrem vedlejším, je velmi malá a řádově srovnatelná s parazitní kapacitou přívodů. Fyzikálně správnějším pojmenováním by tedy rozhodně bylo spíše soustava dvou asymetrických elektrod. Názvu kondenzátor s asymetrickými elektrodami je zde ale použito jak z důvodu historického, tak především proto, že všechna dostupná literatura právě toto pojmenování používá.

2.5.3. Maxwellovy rovnice

Elektromagnetické pole je v obecném případě popsáno dvojicí vzájemně souvisejících vektorových polí – elektrickým polem $\vec{E}(\vec{r}, t)$ a magnetickým polem $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Obě pole jsou vektorovými funkcemi polohy (charakterizované polohovým vektorem $\vec{r}(x, y, z)$) a času t a musí vyhovovat soustavě vázaných parciálních diferenciálních rovnic, známých jako *Maxwellovy rovnice*:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (19)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (20)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (21)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (22)$$

kde \vec{H} je intenzita magnetického pole, \vec{j} je proudová hustota, \vec{D} je elektrická indukce a \vec{B} je magnetická indukce.

K nim přísluší ještě dvojice rovnic popisující *materiálové vztahy*:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_R \vec{E}, \quad (23)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_R \vec{H}, \quad (24)$$

kde μ_0 je magnetická permeabilita vakua a μ_R relativní permeabilita materiálu.

Pro naše další úvahy budeme potřebovat ještě tzv. *Poissonovu rovnici*, která vyplývá přímo z kombinace vztahů (21) a (23) a uvádí se ve tvaru:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho_F}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_R}, \quad (25)$$

kde ρ_F je hustota volných nábojů.

2.5.4. Dielektrika

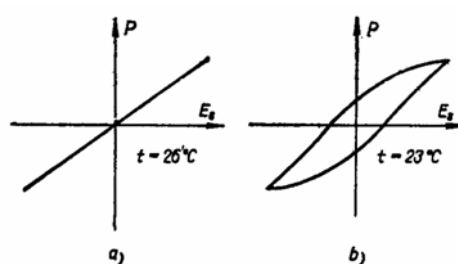
Elektricky nevodivé látky – tedy izolanty, neboli dielektrika neobsahují žádné volné elektrické náboje, a proto se jeví navenek jako elektroneutrální. Vnější elektrické pole ale na částice dielektrika působí a tím je ovlivňováno rozložení náboje v dielektriku. Matematicky je tato skutečnost popsána rovnicí (23). Vložením dielektrika do elektrického pole dochází k polarizaci dielektrika. Podle toho, jakým způsobem polarizace přesně probíhá, můžeme dielektrika rozdělit na tři základní skupiny:

Nepolární dielektrika – jejich vnitřní struktura je taková, že „těžiště“ kladných i záporných nábojů vzájemně splývají. Vložíme-li takovéto dielektrikum do elektrického pole, dojde

k vzájemnému posunu „těžišť“ kladných a záporných nábojů (tedy kladně nabitého atomového jádra vzhledem k záporně nabitému elektronovému obalu) do určité vzdálenosti, čímž se z nepolární částice stane elektrický dipól. Ten se v elektrickém poli natočí vždy tak, aby ležel ve směru intenzity vnějšího pole. Tento typ polarizace bývá také někdy označován jako polarizace atomová nebo elektronová. Mezi typické zástupce této skupiny patří např. dusík nebo kyslík. Je tedy zřejmé, že pro naše další zkoumání je tento typ polarizace nejdůležitější.

Polární dielektrika – částice polárních dielektrik mají nenulový dipólový moment i v nepřítomnosti vnějšího elektrického pole. Částice dielektrika jsou obvykle tvořeny kladnými a zápornými ionty. Tyto částice se při přiložení vnějšího elektrického pole orientují ve směru elektrického pole. Tento druh polarizace se nazývá iontovou nebo orientační polarizací. Do této skupiny dielektrik patří např. voda, některé organické molekuly, apod. Vlastní dipólové momenty polárních dielektrik jsou o několik řádů větší než navozené momenty dielektrik nepolárních.

Feroelektrika – některé speciální látky jako např. titaničitan barnatý BaTiO_3 se vyznačují nejen velmi vysokými hodnotami relativní permitivity, ale hlavně tím, že se v elektrickém poli chovají obdobně jako feromagnetické látky v poli magnetickém. Při teplotách vyšších, než je Curieův bod mají tyto látky konstantní susceptibilitu a jejich polarizace je úměrná intenzitě vnějšího elektrického pole. Při teplotách nižších ale susceptibilita závisí na vnějším elektrickém poli a pozorujeme elektrickou hysterezi, která se při kruhové změně budícího elektrického pole projeví hysterezní smyčkou. Matematický popis feroelektrik je tedy zjevně složitější než vyjadřuje rovnice (20). Tato práce se nebude tomuto typu dielektrik blíže věnovat, uvedeny jsou zde pro kompletnost. Na obr. 3 vidíme graf závislosti polarizace na intenzitě budícího elektrického pole pro Seignettovu sůl (vinan sodno-draselný $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) nad Curieovým bodem (a) a pod Curieovým bodem (b).



Obr. 3: Graf závislosti polarizace Seignettovy soli na vnějším elektrickém poli nad kritickou teplotou (a) a pod kritickou teplotou (b) [11]

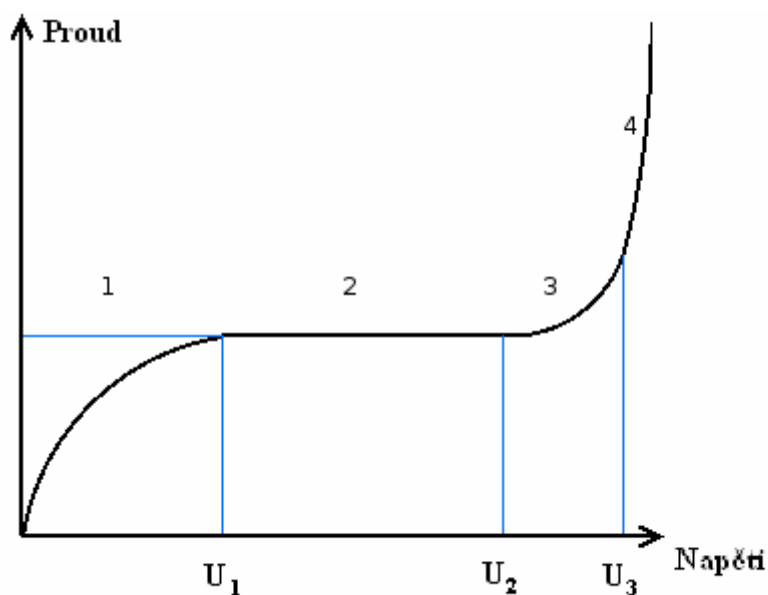
2.5.5. Chování plynů v elektrickém poli

Protože převážná část experimentů s vysokonapětovým kondenzátorem s asymetrickými elektrodami bude prováděna v plynech, je nutné se zmínit o jejich chování v elektrickém poli. Nejprve se podívejme na typy výbojů, které v plynech mohou vznikat. Charakter výboje, který nastává, závisí především na tlaku plynu a na výkonu napájecího zdroje. Při tlacích blízkých atmosférickému nastává přibližně toto: připojíme-li na dvě elektrody oddělené vrstvou vzduchu elektrické napětí, bude z počátku procházet pouze velmi malý proud a nebudeme pozorovat žádné světelné ani zvukové efekty. Při zvyšování napětí se objeví nejprve charakteristicky syčivý výboj koronový, který při dalším zvyšování napětí a při omezeném výkonu zdroje přejde ve výboj jiskrový. Mezi elektrodami přeskakují nespojitě jiskry, které mají podobu svítících vláken. Pokud je ale výkon zdroje větší, dojde ke vzniku výboje obloukového (obr. 4). Tato forma výboje má maximální hodnotu procházejícího proudu, teplota elektrod i vlastního oblouku je velmi vysoká a jev má charakter zkratu v síti.



Obr. 4: Obloukový výboj [10]

Všechny druhy výbojů se od sebe liší nejen rozdílnou podobou, ale mají také různé voltampérové charakteristiky. U korony se při zvyšování napětí zvyšuje i proud (tj. charakteristika je rostoucí), elektrický oblouk a jiskrový výboj mají naopak charakteristiku klesající. Nejznámější a nejuznávanější je teorie popisující V-A charakteristiku výbojů dle Johna Sealyho Townsenda – tzv. teorie lavinovitého šíření výboje. Na obr. 5 vidíme voltampérovou charakteristiku až do oblasti těsně před výbojem, která z Townsendovy teorie vychází.



Obr. 5: Voltampérová charakteristika průchodu proudu plynem v oblasti před výbojem, popis oblastí v dalším textu [10]

Townsend rozdělil charakteristiku na čtyři hlavní oblasti. V oblasti 1 jsou volné ionty urychlovány napětím zdroje a dochází k tomu, že začíná procházet měřitelný proud. Ten postupně narůstá až do napětí U_1 , při kterém se dostáváme do oblasti 2, ve které se při zvyšování napětí udržuje konstantní proud. Tato oblast je pracovní oblastí Geiger-Müllerových počítačů. Teprve při jistém napětí U_2 , které můžeme ztotožnit s CIV, se začínají tvořit nárazovou ionizací další ionty, a tím dochází v oblasti 3 k nárůstu proudu. Při napětí U_3 (nazývaném průrazné napětí plynu) dochází k lavinovitému tvoření iontů, a tím vzniká jiskrový výboj. Popřípadě umožní-li to proud, který je zdroj schopen do obvodu dodat, výboj obloukový. Jak je patrné z obr. 5, v oblasti 4 tedy proud již narůstá exponenciálně.

Na elektrodách vysokonapěťových kondenzátorů s asymetrickými elektrodami, které budou předmětem našeho zkoumání, vzniká nejprve koronový výboj, ten po překročení průrazného napětí plynu přechází ve výboj jiskrový. Proto oblastí výboje, která pro nás bude oblastí pracovní, je oblast koronového výboje. Z tohoto důvodu byla tomuto typu výboje, jako nejpodstatnějšímu pro naši práci, věnována celá kapitola 1.2. Pokud na zkoumaném zařízení dojde k přeskoku jiskry, je to okamžik, kdy je měření ukončeno. V tuto chvíli totiž dojde také k tomu, že přestane vznikat měřitelná síla.

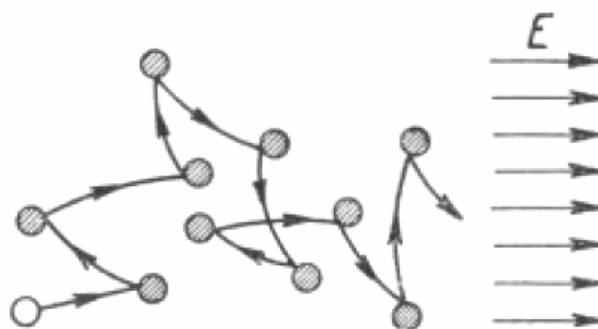
2.5.6. Pohyb nabitých částic v elektrickém poli

Na částici s nábojem Q působí v přítomnosti elektrického pole E síla F o velikosti:

$$F = Q \cdot E . \quad (26)$$

Pokud by se tato částice pohybovala ve vakuu, tak by její pohyb byl pohybem rovnoměrně zrychleným a částice by se pohybovala ve směru vektoru intenzity elektrického pole. Pohyb nabitých částic v plynu je ale složitější. Při svém pohybu ve směru vektoru intenzity elektrického pole se totiž částice sráží s molekulami okolního plynu. Uvažujme nyní, že její energie není dostatečná k tomu, aby tento okolní plyn ionizovala. Čím menší je hmotnost nabitých částic, tím větší je její zrychlení ve směru elektrického pole a tím více toto pole zvětšuje její rychlost. Elektrony proto budou mít v elektrickém poli mnohem větší rychlost než těžké nabití ionty.

Pohyblivost iontů – lze ukázat, že v poměrně slabém elektrickém poli je rychlost usměrněného pohybu iontu, způsobená intenzitou elektrického pole E mnohem menší, než rychlost tepelného pohybu. Jinak řečeno, energie dodávaná iontu elektrickým polem na jeho střední volné dráze je mnohem menší, než energie jeho tepelného pohybu. Pak dráha, po které se iont pohybuje od jedné elektrody k druhé, je klikatou čarou, jak znázorňuje obr. 6.



Obr. 6: Trajektorie pohybu iontu v plynu v přítomnosti elektrického pole E [7]

Na základě vztahů molekulové fyziky lze odvodit vztah pro uspořádanou rychlost iontu, která se značí v_D a nazývá driftová rychlost, takto:

$$v_D = \alpha \cdot \frac{Q \cdot E \cdot \bar{l}}{m \cdot \bar{c}} , \quad (27)$$

kde α je bezrozměrný korekční faktor ($\alpha = 0,5 - 1$), Q je náboj iontu, \bar{l} je střední volná dráha, m je hmotnost iontu a \bar{c} je střední aritmetická rychlost. Vztah (27) můžeme zapsat také v upravené podobě:

$$v_D = \mu \cdot E, \quad (28)$$

kde μ (podle toho, zda se jedná o kladný iont, nebo záporný iont, značeno jako μ^+ , resp. μ^-) je takzvaná pohyblivost daného iontu. Vztah (28) se nazývá *Blancův zákon*. Plyne z něj také nezávislost pohyblivosti iontu μ na elektrickém poli, což bude velmi důležité pro naše další úvahy. Dodejme ještě, že odvození vztahu (27) vychází z četných zjednodušujících předpokladů, a proto pohyblivost vypočtená na základě tohoto jednoduchého vztahu nesouhlasí vždy přesně s hodnotami získanými experimentálně. Z toho důvodu tabelované hodnoty pohyblivosti pro různé typy iontů vycházejí vždy z experimentálních dat. Pohyblivosti jednomocných iontů obou znamének pro vybrané plyny vidíme v tabulce č.2.

Tabulka č. 2: Pohyblivosti jednomocných iontů vybraných plynů

Plyn	Pohyblivost záporných iontů μ^- [cm²·V⁻¹·s⁻¹]	Pohyblivost kladných iontů μ^+ [cm²·V⁻¹·s⁻¹]
vzduch	1,9 – 2,5	1,4
vodík	7,9	6,7
kyslík	1,8	1,4
hélium	6,3	5,1

Ze vztahu (27) plyne, že pohyblivost iontu je tím menší, čím větší je hmotnost atomu. Z toho je zřejmé, že ionty vodíku mají vůbec největší možnou pohyblivost ze všech plynů. Z tabulky č.2 také vidíme, že pohyblivost záporných iontů je vždy o něco větší než pohyblivost iontů kladných. Tato skutečnost se vysvětluje tím, že mezi zápornými ionty je vždy přítomno určité množství volných elektronů, které mají vzhledem ke své malé hmotnosti a dlouhé volné dráze velkou pohyblivost. Přítomnost těchto elektronů pak zvětšuje střední pohyblivost záporných částic.

Pohyblivost elektronů – elektron má přibližně o čtyři řády menší hmotnost než ionty. Je tedy zřejmé, že už i v poměrně slabém elektrickém poli je jeho rychlost obrovská a podstatně větší než rychlost molekul okolního plynu. Neplatí tedy předpoklady, které jsme použili pro odvození rychlosti pohybu iontu v elektrickém poli. Užitím vztahů ze statistické fyziky lze ale

získat vztah pro rychlost ustáleného pohybu elektronu v_d v plynu v elektrickém poli o intenzitě E jako:

$$v_D = \alpha \cdot \sqrt{\frac{Q_e \cdot E \cdot \bar{l}_e}{m_e}} \cdot \sqrt{w}, \quad (29)$$

kde α je korekční faktor (zde $\alpha = 0,705$), \bar{l}_e je střední volná dráha elektronu a w je poměrná část kinetické energie, kterou elektron ztratí při srážce. I v případě elektronu můžeme zavést fyzikální veličinu pohyblivost elektronu μ^e , ta ale není na rozdíl od pohyblivosti iontu konstantní, ale je definována takto:

$$\mu^e = \alpha \cdot \sqrt{\frac{Q_e \cdot \bar{l}_e}{m_e}} \cdot \frac{\sqrt{w}}{\sqrt{E}}. \quad (30)$$

Výraz (30) nám jasně ukazuje, že u elektronů nemá smysl o pohyblivosti mluvit jako o nějakém konstantním činiteli, protože sama tato pohyblivost je úměrná druhé odmocnině z intenzity elektrického pole E . Na závěr této části ještě uvedme, že pohyblivost elektronů je asi o tři řády větší než pohyblivost iontů.

2.6. Zdroje vysokého napětí

Ke zkoumání vzniku síly na vysokonapěťovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami je nutné zajistit zdroj vysokého napětí, na který budeme kondenzátor připojovat. Pojdme si tedy uvést stručný přehled možných typů zdrojů vysokého napětí. K tomuto přehledu připojíme také stručný komentář o vhodnosti a použitelnosti uvedeného typu pro náš konkrétní účel.

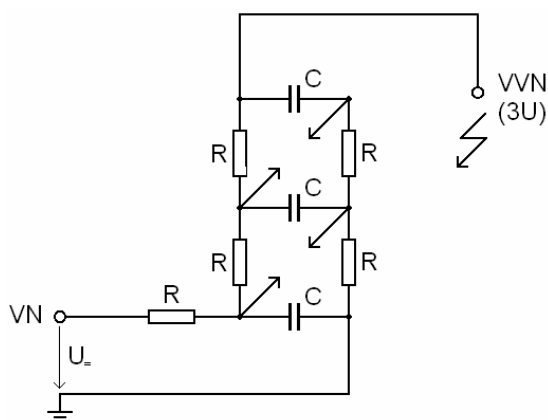
Pro naše experimenty je potřeba vybrat zdroj vysokého napětí, který bude schopen dodávat regulovatelné stejnosměrné vysoké napětí (pouze v jediném experimentu budeme potřebovat střídavé) v rozsahu od 0 do cca 50 kV. Maximální proudový odběr našeho zařízení se bude pohybovat ve stovkách μA . Počítejme s určitou rezervou a stanovme požadovaný výkon zdroje na 300 W. Dále je nutné, aby zdroj disponoval nastavitelnou proudovou ochranou. Jinak by při přeskoku na zkoumaném zařízení došlo ke vzniku obloukového výboje a zničení zkoumaného zařízení. To jsou základní podmínky, které při volbě vhodného typu zdroje vysokého napětí musí být dodrženy. Nyní již následuje avizovaný přehled.

2.6.1. Vysokonapěťové transformátory

Jsou určeny k získávání jak střídavého (bez usměrňovače), tak i stejnosměrného (s usměrňovačem) vysokého napětí. Oproti běžným transformátorům na nízká napětí je u nich nutné vyřešit mnohé technické problémy – výbornou izolaci mezi primárním a sekundárním vinutím, problém vyvedení vysokého napětí (průchodky), chlazení (vzduchem, nucenou cirkulací vzduchu, olejem, SF₆, atd.). V praxi se konstruují pro získávání napětí až 1 MV a velké výkony (stovky kVA). Používají se především při zkouškách izolační pevnosti izolátorů a samozřejmě také jako součást rozvodné soustavy. Lze jich využít i jako laboratorních zdrojů, zde mají většinou menší výkony (jednotky kVA). V této práci použijeme tohoto typu zdroje pouze pro jediný experiment, kde budeme asymetrický kondenzátor připojovat na střídavé napětí. Bude použit vysokonapěťový transformátor KGUG36 firmy ABB, kde výstupní proud omezíme pomocí sériově připojeného vysokonapěťového rezistoru 3WK68009-B firmy TESLA Blatná o jmenovitém odporu $R = 20 \text{ M}\Omega$ a maximálním výkonu $P = 40 \text{ W}$. Tento transformátor má převodní poměr 230: 36000 a umožňuje tedy ze síťového napětí získat až 36 kV při výkonu 2 kVA.

2.6.2. Marxův generátor

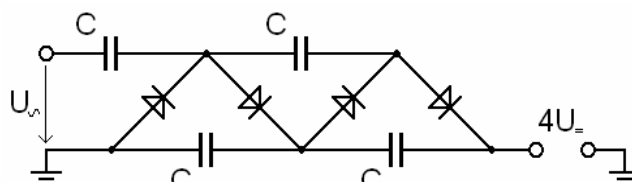
Slouží k získání rázových napětí v řádu jednotek MV a pro proudy až stovek kA. Používá se především pro rázové zkoušky vysokonapěťových zařízení – simulují např. velmi dobře zásah bleskem. Jejich principem je spojení n paralelně nabitých kondenzátorů do série a následné vybití této sériově zapojené baterie kondenzátorů, viz obr. 7, čímž získáme napětí $n \cdot U$. Přepojení se děje pomocí jiskřišť, u menších generátorů někdy také pomocí moderních spínacích prvků.



Obr. 7: Schéma Marxova generátoru

Již z tohoto stručného popisu je evidentní, že pro náš účel je tento typ generátoru nepoužitelný, především proto, že je schopen dodávat vysoké napětí pouze ve formě rázů, nikoliv kontinuálně.

2.6.3. Násobič napětí



Obr. 8: Schéma čtyřnásobiče napětí

Na obr. 8 vidíme elektrické schéma čtyřnásobiče napětí, nazývaného také Cockroftův-Waltonův násobič. Přivedeme-li na vstup tohoto obvodu střídavé elektrické napětí U , pak na jeho výstupu dostáváme usměrněný n -násobek (v tomto případě čtyřnásobek) tohoto napětí, tedy $4U$. Takto pracuje obvod pouze v ideálním případě, ve skutečnosti dochází v násobiči ke ztrátám. Abychom tyto ztráty omezili, používáme pouze několik málo násobících stupňů (šestinásobič, maximálně osminásobič) a na vstup přivádíme vysoké napětí s vyšší frekvencí (desítky kHz).

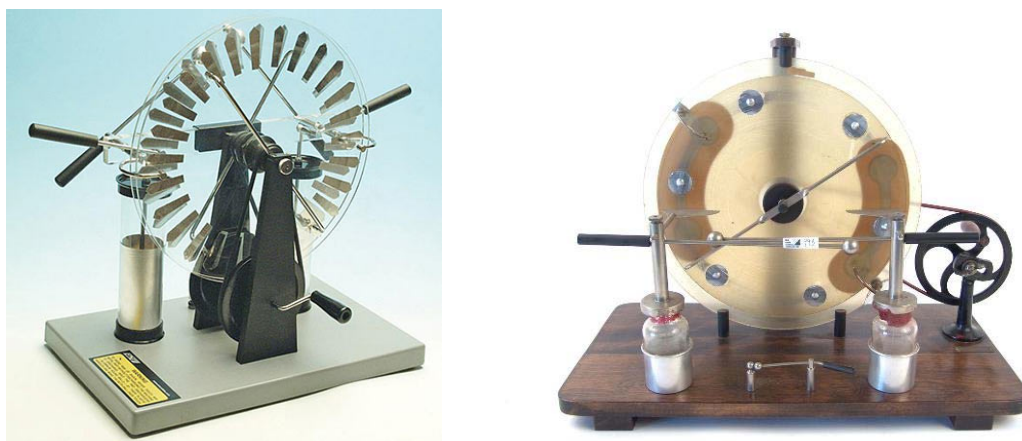
V praxi se tohoto zapojení používá pro získávání stejnosměrných napětí v řádu desítek až stovek kV a malé proudy (do desítek mA). Z tohoto popisu je jasné, že tento typ zdroje bude pro naši aplikaci tím nejvýhodnějším a je také skutečně podstatou námi použitého laboratorního vysokonapětového zdroje Glassman FX. Tento zdroj obsahuje měnič napětí, který síťové napětí přemění na vyšší napětí s vyšší frekvencí, to je poté přivedeno do násobiče napětí, který ho dále zvyšuje (násobí) až do maximální hodnoty 50 kV.

Tento typ vysokonapětového zdroje vykazuje téměř nulový zkratový proud, to je většinou v technické praxi považováno za nevýhodu. Pro naši aplikaci je to ale naopak výhodou, protože nemůže dojít ke vzniku obloukového výboje a zničení zkoumaného zařízení.

2.6.4. Elektrostatické generátory

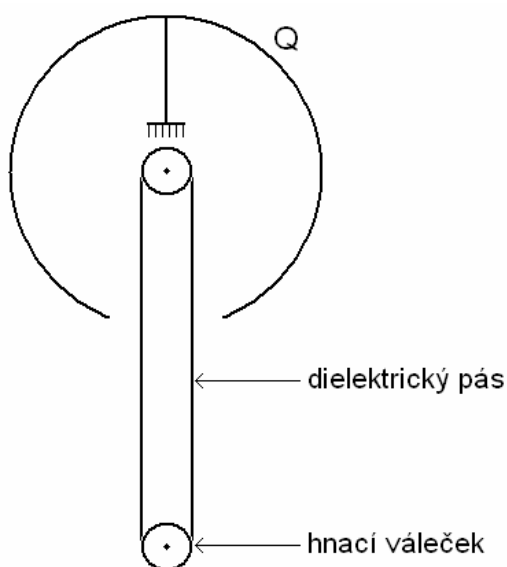
Můžeme rozdělit na dvě skupiny. Tou první jsou *indukční generátory*, jako např. Wimshurstova indukční elektrika nebo Toeplerův stroj, viz obr. 9. Jsou schopné dodávat napětí stovek kV, ale pouze zanedbatelné proudy (maximálně desítky μA). Jsou spíše

historickou kuriozitou a mimo školní kabinetů se jich dnes nepoužívá. Pro nás ale není bez zajímavosti, že i školní demonstrační Wimshurstova indukční elektrika poskytuje dostatečné napětí i proud k demonstraci Biefeld-Brownova jevu na jednom z konstrukčních typů vysokonapěťového asymetrického kondenzátoru, tzv. ACT.



Obr. 9: Wimshurstova indukční elektrika (vlevo) [12] a Toeplerův stroj (vpravo) [13]

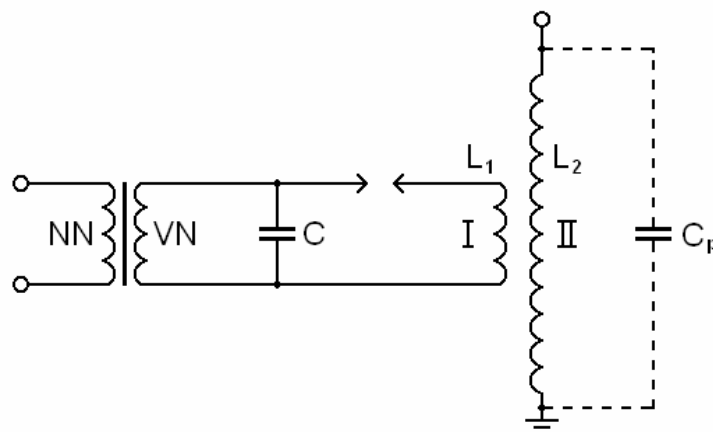
Druhou skupinou je tzv. *Van de Graaffův generátor*, viz obr. 10. Ten využívá fyzikální skutečnosti, že intenzita elektrického pole uvnitř koule je nulová. Slouží pro získávání obrovských stejnosměrných napětí (až desítky MV) a proudy jednotek až desítek mA. Celý generátor je často kvůli zlepšení izolace uzavřen v tanku s plynem pod vysokým tlakem. Využívá se především v částicových urychlovačích.



Obr. 10: Schématický náčrt Van de Graaffova generátoru

2.6.5. Teslův transformátor

Jedná se o transformátor bez jádra, tj. vzduchový. Slouží k získání vysokofrekvenčního (desítky až stovky kHz) vysokého napětí. Pracuje na principu rezonance mezi primárním a sekundárním obvodem, nejčastěji se budí obvodem s jiskřištěm, viz obr. 11. S nástupem moderních polovodičových prvků (výkonové MOSFET, případně IGBT tranzistory) se někdy pro menší výkony staví také pouze s elektronickým buzením, bez jiskřiště.



Obr. 11: Schéma Teslova transformátoru

Umožňuje získat napětí jednotek MV, při proudu až desítek mA a frekvenci stovek kHz. Dříve se využíval pro napájení Rentgenek, dnes slouží nejčastěji pro demonstrační účely, protože výsledné výboje jsou velmi efektní, viz obr. 12. Vzhledem k tomu, že výstupem je vysokofrekvenční vysoké napětí, pro naše užití se nehodí.



Obr. 12: Fotografie výbojů Teslova transformátoru [14]

2.6.6. Námi zvolený zdroj vysokého napětí

Závěrem této kapitoly o zdrojích vysokého napětí tedy shrňme, že pro většinu provedených experimentů budeme používat laboratorní stejnosměrný vysokonapěťový zdroj Glassman FX, jehož principem je využití násobiče napětí. Zdroj je regulovatelný, maximální dosažitelné napětí je 50 kV a maximální výstupní proud 5 mA. Zdroj disponuje také nastavitelnou proudovou ochranou a možností přímo odečítat na digitálním displeji výstupní vysoké napětí a proud procházející obvodem. Tento vysokonapěťový laboratorní zdroj vidíme na obr. 13.



Obr. 13: Vysokonapěťový stejnosměrný zdroj Glassman FX

Pro jediný experiment se střídavým vysokým napětím bude, jak již bylo zmíněno, použit vysokonapěťový transformátor KGUG36, s převodním poměrem 230 : 36000, a tedy dosažitelným napětím 36 kV, s výkonem 2 kVA, viz obr. 14. Výstupní napětí budeme regulovat pomocí síťového autotransformátoru THALHEIMER ESS104 na jeho primární straně, proudovou ochranu zajistí sériově zapojený vysokonapěťový rezistor 3WK68009-B o odporu $R = 20 \text{ M}\Omega$ na sekundární straně, maximální proud protékající zkoumaným obvodem je tedy omezen na 1,8 mA.



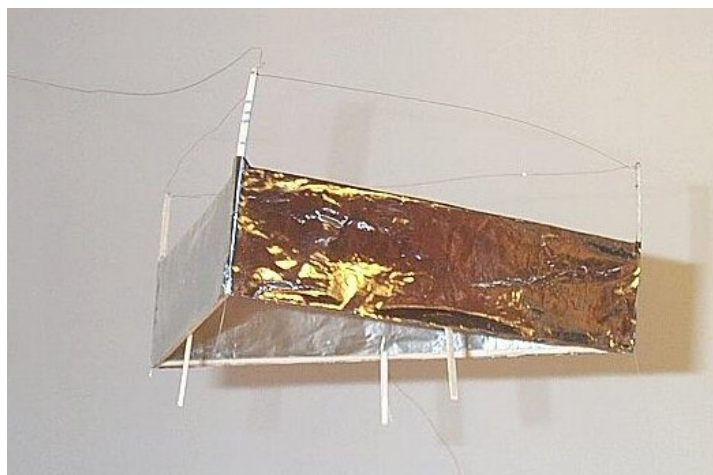
Obr. 14: Fotografie námi použitého vysokonapěťového transformátoru KGUG36

3. Stat'

3.1. Konstrukce vysokonapětového kondenzátoru s asymetrickými elektrodami

Prvním a zásadním úkolem při výzkumu vzniku síly na vysokonapětovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami bylo vybrat si konkrétní konstrukci tohoto kondenzátoru, jakýsi jeho modelový typ, na kterém budou provedeny veškeré další experimenty. Data z těchto měření později poslouží k verifikace teoreticky odvedených vztahů. Již ve své diplomové práci [15] jsem otestoval několik konstrukčních typů tohoto kondenzátoru. V zásadě můžeme rozlišit trojici základních typů – tzv. lifter, dále asymmetrical capacitor thruster – ACT a konečně námi navržený typ, tzv. element.

První typ, nazývaný v anglicky psané literatuře *lifter* (do češtiny je někdy tento název opisem překládán jako „elektrostatické vznášedlo“), vidíme na obr. 15.

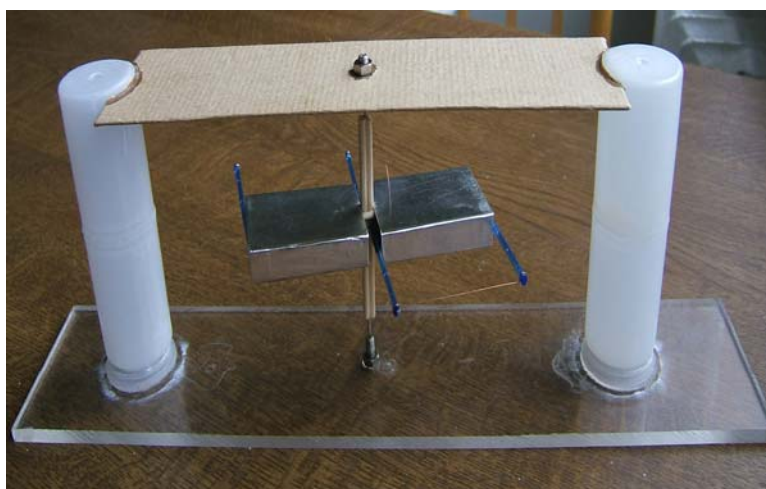


Obr. 15: Konstrukční typ asymetrického kondenzátoru – tzv. *lifter*

Jedná se o velmi lehkou nosnou konstrukci například z balzového dřeva, která tvoří pravidelný n-úhelník (v případě lifteru na obr. 15 rovnostranný trojúhelník). Ta je potažena tenkou hliníkovou fólií a tato část tvoří velkou elektrodu. Malá elektroda je tvořena velmi tenkým (průměr desetiny mm a menší) holým vodičem, který je pomocí distančních sloupků držen v konstantní vzdálenosti od velké elektrody. Tento typ asymetrického kondenzátoru se velmi často používá pro demonstrační účely. Připojíme-li totiž toto zařízení ke zdroji vysokého napětí, dojde ke vzniku síly, která, jak víme, míří směrem k malé elektrodě. Pokud

má celá konstrukce dostatečně malou hmotnost, pak tato vznikající síla postačuje k tomu, aby se celé zařízení vzneslo do vzduchu. Na ukázkou toho, že jev skutečně existuje, se jistě jedná o zajímavý konstrukční typ. Pro naše účely, tedy především měření vznikající síly, se ale příliš nehodí.

Druhou konstrukční možností je tzv. *asymmetrical capacitor thruster* – *ACT* (v češtině je někdy používán poměrně zavádějící termín „křídlo“). Tento typ je tvořen dvojicí asymetrických kondenzátorů umístěných na společné ose, která se může ve vhodném stojanu volně otáčet, viz obr. 16.

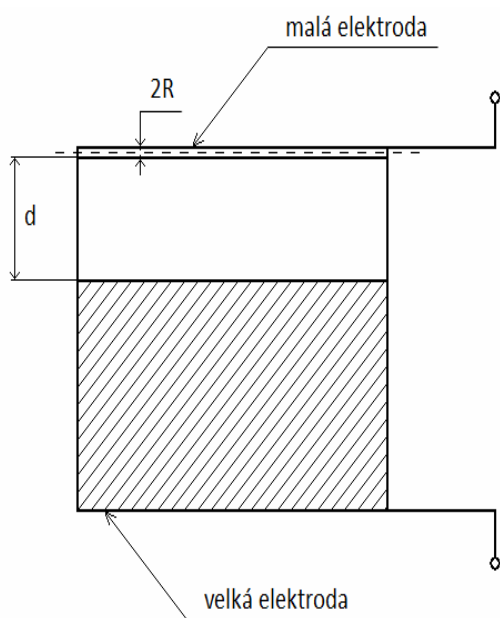


Obr. 16: Konstrukční typ asymetrického kondenzátoru – tzv. *ACT*

Velká elektroda je hliníkovým kvádrem, malou elektrodu opět tvoří tenký holý vodič, držený pomocí sloupků v dané vzdálenosti od velké elektrody. Oba asymetrické kondenzátory jsou na společné ose orientovány tak, aby při připojení vysokého napětí vznikala silová dvojice, která kondenzátory roztočí. Tento typ je opět velmi vhodný pro demonstraci existence zkoumaného jevu, zejména proto, že k rotaci „křídla“ dostačuje velmi malý proud, který je schopna dodat např. i Wimshurstova indukční elektrika. Pro měření vznikající síly se ale tento typ nehodí. Především proto, že přepočet počtu otáček „křídla“ na vznikající sílu, by byl vzhledem k existenci odporových sil (jak aerodynamických, tak v ložiscích) velmi komplikovaný a zdlouhavý.

Posledním základním typem asymetrického kondenzátoru je tzv. *element*. Jedná se vlastně o konstrukčně nejjednodušší typ, základní praktickou realizaci soustavy dvou výrazně asymetrických elektrod. Po sérii pilotních experimentů jsem se rozhodl na tomto typu provést všechna další měření, a proto si v popisu uvedme i konkrétní rozměry. Malá elektroda je

tvořena holým měděným vodičem o průměru $d_i = 2 \cdot R = 0,1$ mm, ta je pomocí izolačních sloupků držena v konstantní vzdálenosti d od velké elektrody (ve většině experimentů $d = 30$ mm). Velkou elektrodou je hliníkový kvádr o rozměrech 100 x 50 x 10 mm, celá konstrukce a její konečný vzhled jsou zřejmé z obr. 17.



Obr. 17: Náčres a fotografie základního typu vysokonapěťového asymetrického kondenzátoru, tzv. element

Již na tomto místě učiníme velmi důležitou poznámku. Malá elektroda je, jak zřetelně vidíme na obr. 17, držena v určité vzdálenosti d od velké elektrody pomocí izolačních distančních sloupků. Je nesmírně důležité, jaký materiál pro stavbu těchto sloupků zvolíme. Většina konstruktérů volí jako nejdostupnější a nejsnáze opracovatelný materiál dřevo. Uvědomme si ale, že budeme zařízení připojovat na vysoké napětí v řádu desítek kV. Při tomto napětí dřevo vykazuje již znatelný svodový proud, který je navíc velmi obtížně kvantifikovatelný (vliv vlhkosti vzduchu, výrazná nelinearita závislosti proudu na napětí, atd.). Proto je dřevo jako materiál pro tuto aplikaci zcela nevhodné a v naší práci nebude použito. Materiálem použitým na distanční sloupky bude sklo, které je svými elektrickými vlastnostmi pro tento účel výrazně lepší – jeho izolační odpor je o několik řádů větší, není závislý na vlhkosti vzduchu, atd.

3.2. Použité metody a přístroje, experimentální uspořádání

K vytvoření kompletního matematicko-fyzikálního popisu zkoumaného fenoménu budeme potřebovat velkou sérii experimentálních dat, vždy nás ale budou zajímat pouze tři základní fyzikální veličiny – napětí U , na které je kondenzátor připojen, proud I , který obvodem prochází a vznikající síla F . Podívejme se tedy nyní detailně na jednotlivé přístroje a metody, které k měření těchto veličin budeme používat. Připomeňme, že elektrické zapojení zkoumaného obvodu je vždy velmi jednoduché, asymetrický kondenzátor je přímo připojen na výstupní svorky vysokonapěťového zdroje.

3.2.1. Měření napětí

Měření stejnosměrného napětí U , které je připojeno ke zkoumanému asymetrickému kondenzátoru, je v případě použití zdroje Glassman FX velmi jednoduché. Tento zdroj totiž přímo umožňuje odečítat generované výstupní napětí na vestavěném digitálním voltmetru. Vzhledem k tomu, že zkoumaný kondenzátor je připojen přímo na tento zdroj, je tato hodnota výstupního napětí zároveň také hodnotou napětí na zkoumaném kondenzátoru. Tento vestavěný vysokonapěťový voltmetr má rozlišovací schopnost na desetiny kV (tj. stovky V), což je pro náš účel zcela dostačující.

V případě jediného měření se střídavým vysokým napětím bude měřeno napětí na primární straně vysokonapěťového transformátoru a přepočteno na výstupní napětí na sekundární straně prostým vynásobením převodním poměrem transformátoru.

3.2.2. Měření proudu

Přestože vysokonapěťový zdroj Glassman FX umožňuje také odečítat stejnosměrný proud I procházející obvodem, nemůžeme ho, vzhledem k tomu, že jeho rozlišovací schopnost je pouze na desetiny mA (tj. stovky μA), použít. Proud procházející obvodem budeme měřit pomocí multimetru U1252B firmy Agilent, který připojíme sériově do uzemněného konce měřeného obvodu. Tím je zajištěna ochrana multimetru před vysokým napětím a můžeme takto bez obtíží měřit proud s dostatečnou přesností až na desetiny μA .

Velkou výhodou této metody je, že pouhým přepnutím rozsahu multimetru můžeme měřit zcela stejným způsobem i proud střídavý.

3.2.3. Měření vznikající síly

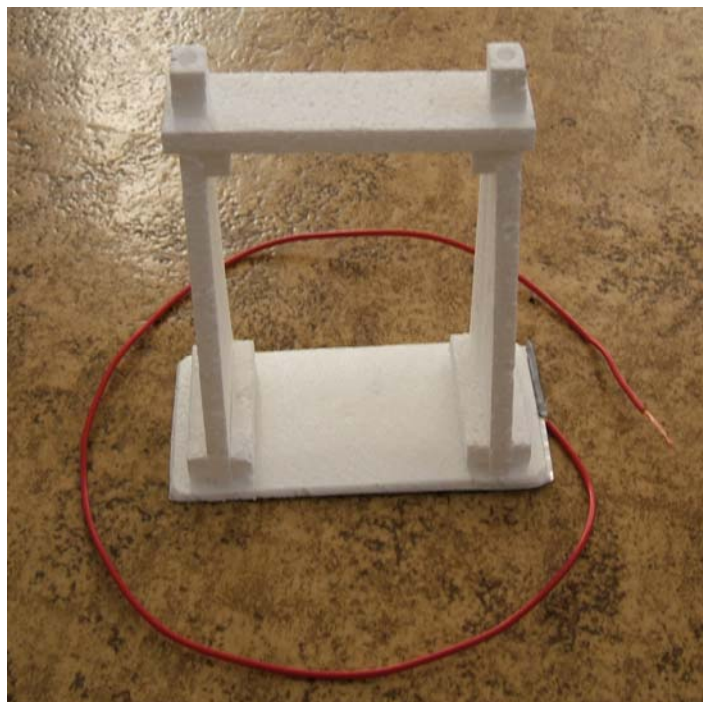
Po připojení asymetrického kondenzátoru ke zdroji vysokého napětí U začne vznikat síla F v řádu mN. Takto malá síla je obecně velmi těžko měřitelná dostupnými přístroji, obzvlášť uvažíme-li přítomnost vysokého napětí v řádu desítek kV na malé elektrodě. Již ve své diplomové práci [15] jsem diskutoval několik možností, jak toto měření prakticky realizovat.

Jako nejlepší metoda, která bude použita i v této práci, se ukázala možnost měřit vznikající sílu nepřímou jako úbytek (příp. přírůstek) hmotnosti zkoumaného kondenzátoru na digitální váze. Tato změna hmotnosti Δm je pak velmi snadno přepočtena na vznikající sílu F pomocí známého vztahu:

$$F = \Delta m \cdot g, \quad (31)$$

kde g je gravitační zrychlení ($g = 9,81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$).

Abychom ale tuto metodu mohli použít, je potřeba dodržet několik důležitých zásad. Především digitální váha musí mít dostatečnou *citlivost*. Uvažujeme-li vznikající sílu F v řádu milinewtonů (která je, jak plyne ze vztahu (31), ekvivalentní změně hmotnosti v řádu desetin gramu), pak je nutné, aby použitá váha měla citlivost alespoň o řád větší. Námi zvolená digitální váha KERN PEJ620-3M s citlivostí na jednotky miligramů tuto podmínku rozhodně splňuje. Další důležitou podmínkou je dostatečné *tlumení* digitální váhy. Požadujeme, aby měřený výsledek (tj. úbytek hmotnosti) neoscilloval. Tento požadavek je u námi použité digitální váhy PEJ620-3M také splněn, jak se prokázalo již při pilotních experimentech. Důležitým parametrem, který musíme také uvažovat je *váživost* použité váhy. Ta je v případě digitální váhy PEJ620-3M rovna 620 g. Tuto hmotnost tedy musíme mít na paměti jako maximální možnou. Celková hmotnost všech částí zkoumaného zařízení musí být tedy menší než tato maximální hodnota. Posledním technickým problémem, který je nutné vyřešit, je *ochrana digitální váhy před přítomností vysokého napětí* v řádu desítek kV na zkoumaném asymetrickém kondenzátoru. Tento problém byl úspěšně vyřešen pomocí izolujícího stojanu, který je vyroben z pěnového polystyrenu, který má velmi malou hustotu a má tedy i při větších objemech velmi malou hmotnost. Stojan byl vyroben s ohledem na to, aby byl dostatečně vysoký a vzhledem ke křehkosti pěnového polystyrenu i dostatečně pevný. Na spodní straně stojanu je navíc přilepena hliníková fólie, která je v průběhu měření uzemněna, tím je měřený element dostatečně izolován od vlastní digitální váhy. Finální podobu izolujícího stojanu vidíme na obr. 18.



Obr. 18: Fotografie konečné podoby izolujícího stojanu

Vlastní měření na vysokonapětovém asymetrickém kondenzátoru bude tedy probíhat následujícím způsobem. Zkoumaný element bude přes sériově zapojený ampérmetr U1252B, na kterém budeme odečítat proud I procházející obvodem, připojen ke svorkám vysokonapětového stejnosměrného zdroje Glassman FX, na jehož voltmetru budeme odečítat připojené napětí U . Celý element je upevněn na izolujícím stojanu, který je již přímo postaven na vážící misce digitální váhy KERN PEJ620-3M. Na váze budeme v průběhu měření odečítat úbytek hmotnosti Δm , který poté při zpracování experimentálních dat přepočteme pomocí vztahu (31) na vznikající sílu F .

Jak již bylo uvedeno v části 1.1, vzniká na zkoumaném kondenzátoru vedle síly F také ustálené proudění okolního vzduchu. Aby toto proudění nenaráželo na miskou vah a nedošlo k devalvací naměřených výsledků, je měřený element orientován vždy tak, aby proudění bylo orientováno směrem nahoru, do volného prostoru, opačným směrem od misky vah. Celkový pohled na použitou měřicí soustavu, tedy digitální váhu KERN PEJ620-3M, izolující stojan a zkoumaný element, vidíme na obr. 19. Na této aparatuře byla provedena (pro několik experimentů s malými modifikacemi) všechna dále uvedená měření.



Obr. 19: Fotografie kompletní měřicí soustavy

3.2.4. Nejistoty měření

V závěrečné podkapitole této části je ještě nutné zmínit se o nejistotách provedených měření. Je známým faktem, že vysokonapěťová měření jsou obecně zatížena poměrně velkými chybami. Při pracovních napětích desítek kV je za velmi dobrou považována přesnost 5 - 10% [7]. Protože cílem této práce je nalezení obecného matematicko-fyzikálního popisu vzniku síly na vysokonapěťovém asymetrickém kondenzátoru, tedy funkčních závislostí a trendů, nikoliv přesných konkrétních naměřených hodnot, nebudeme se stanovováním jednotlivých nejistot v této disertační práci zabývat. Dalším důvodem je i ta skutečnost, že většina dále provedených měření je velmi náročná na přesné dodržení všech faktorů, které mohou výsledky měření částečně ovlivnit (teplota, atmosférický tlak, vlhkost vzduchu, atd.), a proto není možné získat dostatečně velké a současně relevantní soubory dat k jejich dalšímu statistickému zpracování.

3.3. Fyzikální princip Biefeld-Brownova jevu

Jak již bylo uvedeno v kapitole 1, většina seriózních výzkumů se shoduje na faktu, že příčinou vzniku síly po připojení asymetrického kondenzátoru na vysoké napětí je ustálený pohyb iontů a jejich interakce s neutrálními částicemi okolního média. Formulujeme proto nyní několik základních hypotéz, které budeme v této části práce analyzovat, potvrzovat a poté z nich budeme dále vycházet při odvození matematicko-fyzikálního popisu zkoumaného fenoménu. Při formulaci těchto hypotéz mějme na paměti, že již v předcházejících výzkumech [4, 5, 15] byly ukázány tyto tři velmi důležité fenomenologické aspekty zkoumaného jevu:

1. *Vznikající síla F míří vždy směrem k malé elektrodě.*
2. *Směr této vznikající síly zůstává stejný bez ohledu na polaritu připojeného vysokého napětí.*
3. *Tato síla vzniká jak po připojení stejnosměrného, tak i střídavého napětí.*

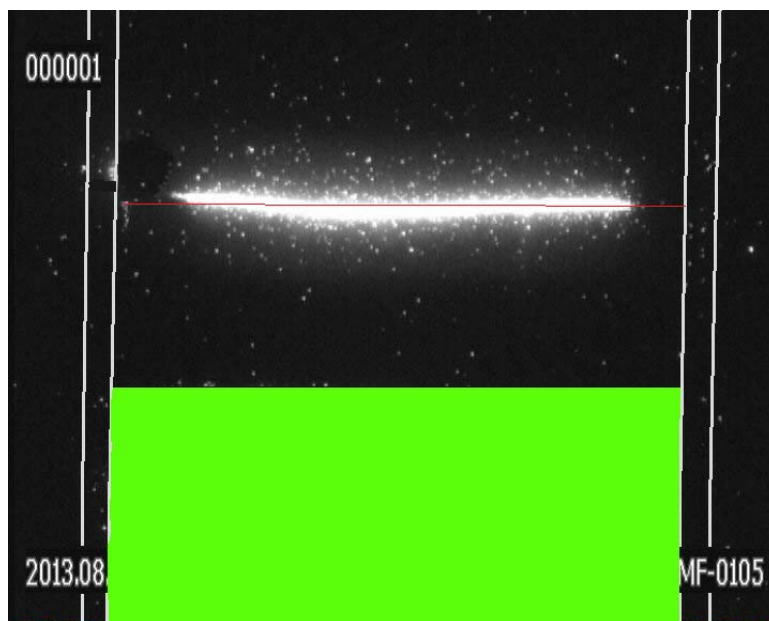
Fyzikální teorie, která má vznik síly na vysokonapětovém asymetrickém kondenzátoru uspokojivě popsat, v sobě musí zahrnovat možnost tyto důležité a na první pohled překvapivé aspekty zkoumaného jevu vysvětlit.

Hypotéza č. 1 – Vznik iontů v okolí malé elektrody

Předpokládejme, že na blízkém okolí malé elektrody je dostatečná intenzita elektrického pole E pro ionizaci okolního vzduchu. Pak v tomto okolí malé elektrody vzniká obrovské množství iontů. Pokud je malá elektroda kladná, pak kladných iontů, které jsou od malé elektrody odpuzovány, a elektronů, které jsou ke kladné elektrodě naopak přitahovány a okamžitě se vybíjejí. Pokud je malá elektroda záporná, pak kladné ionty jsou k ní přitahovány a neutralizují se, elektrony jsou odpuzovány a většina z nich velmi rychle vytvoří s okolním médiem (vzduchem) záporné ionty, které jsou také odpuzovány. Vidíme tedy, že mohou nastat dva zásadně odlišné případy podle polarity malé elektrody. V případě, že malá elektroda byla kladná, jsou od ní tedy odpuzovány kladné ionty, v případě, že malá elektroda byla záporná, jsou od ní v konečném důsledku odpuzovány záporné ionty a v malém množství také elektrony.

Hypotézu č. 1 jsem potvrdil experimentem, kdy jsem pozoroval element připojený na vysoké napětí pomocí koronakamery UVIRCO CoroCAM I. Tato speciální kamera umožňuje ve tmě pozorovat koronový výboj v okolí vodičů, v průmyslové praxi se používá např. pro

pozorování svazků vodičů rozvodné sítě k následnému možnému omezení ztrát. My tuto kameru využijeme právě k vizualizaci koronového výboje na zkoumaném elementu. Na obr. 20 vidíme jeden ze snímků z tohoto pozorování. Pro přehlednost je schématicky znázorněn i zkoumaný element, zeleně je označena velká elektroda, která byla uzemněna, červenou úsečkou je označena malá elektroda, která byla připojena na vysoké napětí $U = 10$ kV, dvojice paralelních bílých čar reprezentují skleněné sloupky.



Obr. 20: Snímek z koronakamery, zkoumaný element připojen na napětí $U = 10$ kV.

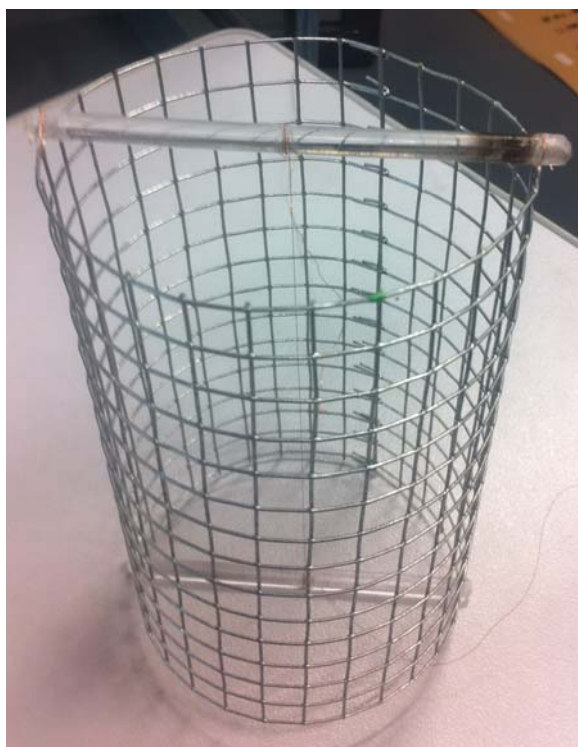
Z tohoto pozorování elementu pomocí koronakamery můžeme učinit dva důležité závěry. Ke vzniku korony (a tedy k masivnímu vzniku iontů) dochází skutečně jen na malé oblasti v bezprostředním okolí malé elektrody, jak ukazuje přítomnost jasně zářící oblasti v okolí této elektrody na obr. 20. Tuto skutečnost můžeme považovat za potvrzení hypotézy č. 1. Další důležitou skutečností je fakt, že ke vzniku pozorovatelného koronového výboje dochází při přesně stejné hodnotě připojeného vysokého napětí U , jako ke vzniku zkoumané síly F . Evidentně tedy můžeme ztotožnit hodnotu napětí, při které vzniká korona, s hodnotou napětí, při které vzniká zkoumaná síla.

Toto jsou velmi podstatné argumenty, který dokazují, že ke vzniku síly je skutečně nutná přítomnost obrovského množství iontů, které vznikají v okolí malé elektrody. Je to zároveň důvod, proč nutným předpokladem vzniku síly je výrazná asymetrie elektrod kondenzátoru.

Hypotéza č. 2 – Iontový drift a nutnost nenulového vektorového součtu driftových rychlostí

Z hypotézy č. 1 plyne, že v okolí malé elektrody vzniká obrovské množství nabitých částic, které jsou odpuzovány od této elektrody. Protože jsou ale zároveň v přítomnosti elektrického pole E , tak jsou také přitahovány k elektrodě větší, která je vůči nim opačně nabitá. Tento jev se nazývá iontový drift. Nabité částice se ve vzduchu pohybují po klikaté trajektorii, a jejich driftová rychlost v_D je popsána Blancovým zákonem (28).

Aby ale na vysokonapěťovém asymetrickém kondenzátoru mohlo dojít ke vzniku síly F , je nezbytné, aby vektorový součet driftových rychlostí jednotlivých nabitých částic byl nenulový, tj. aby existoval výrazně preferovaný směr jejich pohybu. Tuto skutečnost nám dokazuje experiment s asymetrickým koaxiálním kondenzátorem, jehož konstrukce je zřejmá z obr. 21.



Obr. 21: Asymetrický koaxiální kondenzátor

Jedná se o válec s průměrem 8 cm z vodivé sítě, který tvoří velkou elektrodu. V jeho středu je napnuta elektroda malá, opět z holého měděného vodiče o průměru 0,1 mm. V této konfiguraci je jistě splněn předpoklad z hypotézy č. 1, tj. v okolí malé elektrody při dostatečně velikosti připojeného napětí U opět vzniká obrovské množství iontů. Ale na rozdíl od již

popsaného elementu, kde je elektrické pole E orientováno od malé elektrody k velké, v této konfiguraci je elektrické pole E radiální, neexistuje tedy žádný preferovaný směr driftové rychlosti, vektorový součet driftových rychlostí jednotlivých pohybujících se částic je nulový. Na této konfiguraci by tedy neměla vznikat žádná síla F , což se podařilo měřením na tomto koaxiálním kondenzátoru zcela potvrdit. Kondenzátor byl postupně vážen v několika různých orientacích a v žádné z poloh nevznikala měřitelná síla, i když zařízením protékal odpovídající proud I . Tento experimentální fakt můžeme pokládat za potvrzení hypotézy č. 2.

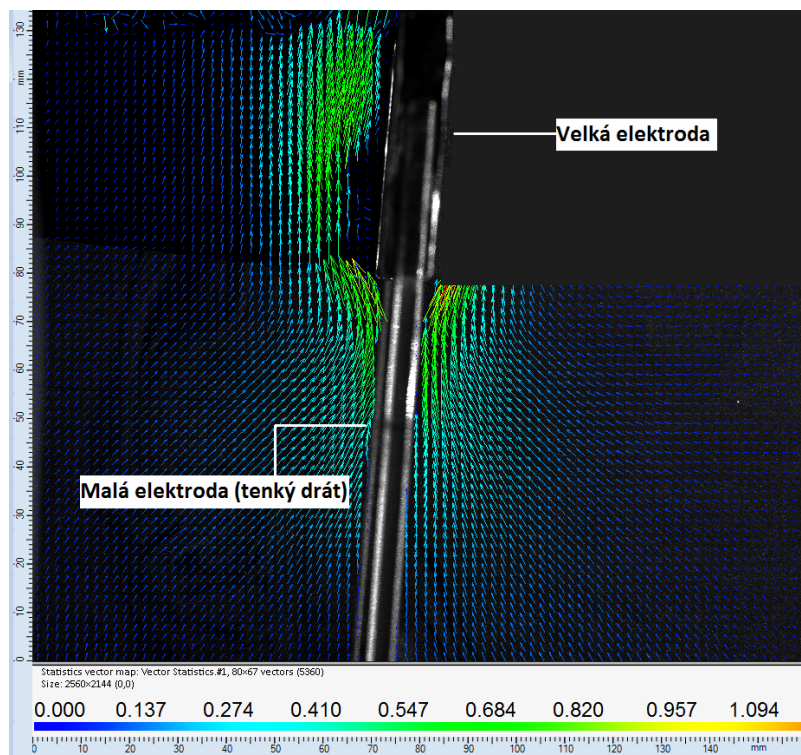
Hypotéza č.3 – Interakce nabitých částic s okolním médiem, existence ustáleného proudění

Jak již bylo uvedeno, nabité částice se tedy pohybují mezi elektrodami asymetrického kondenzátoru mechanismem iontového driftu. Zde je nutné si ale uvědomit, že se nepohybují ve vakuu, ale v přítomnosti nějakého média, nejčastěji vzduchu. Za svůj průlet mezi elektrodami tedy mnohokrát do těchto neutrálních částic narazí.

Ze zákona zachování hybnosti vyplývá, že po srážce se neutrální částice a iont rozletí opačnými směry. Vzhledem k tomu, že iont se vlivem elektrického pole před srážkou pohyboval směrem k opačně nabité elektrodě, tak po srážce je odmrštěn směrem právě opačným. Jelikož je ale tento iont stále v elektrickém poli, toto pole se mu snaží v pohybu směrem k souhlasně nabité elektrodě zabránit. A začne ho postupně urychlovat opět směrem k opačně nabité elektrodě, až do další srážky. Tímto vzájemným působením dojde k přenesení hybnosti přes elektrické pole i na vlastní pevnou konstrukci – asymetrický kondenzátor.

Neutrální částice okolního média, které nesou stejně velkou, ale opačně orientovanou hybnost, tuto hybnost postupně ztrácejí nárazy na okolní neutrální částice. Protože ale nejsou pod vlivem elektrického pole, tak tuto hybnost již nepřenesou zpět na konstrukci – kondenzátor. Jejich pohyb ale způsobí uspořádané proudění okolního prostředí. Právě z tohoto rozdílu – tj. ionty svou hybnost konstrukci (kondenzátoru) předají, a naopak neutrální částice své hybnosti ztratí nárazy na okolní částice, vzniká zkoumaná síla.

Pokud je tato hypotéza správná, pak musí v okolí zkoumaného kondenzátoru existovat při připojení dostatečného napětí U ustálené proudění okolního vzduchu. Za tímto účelem jsme pomocí metody Particle Image Velocimetry (PIV) v Laboratoři laserové anemometrie TUL zkoumali proudění v okolí elementu. Na obr. 22 můžeme vidět výsledky z jednoho takového měření, element byl připojen na stejnosměrné vysoké napětí $U = 16$ kV, malá elektroda je kladná.



Obr. 22: Výsledky z PIV měření, zkoumaný element připojen na $U = 16 \text{ kV}$

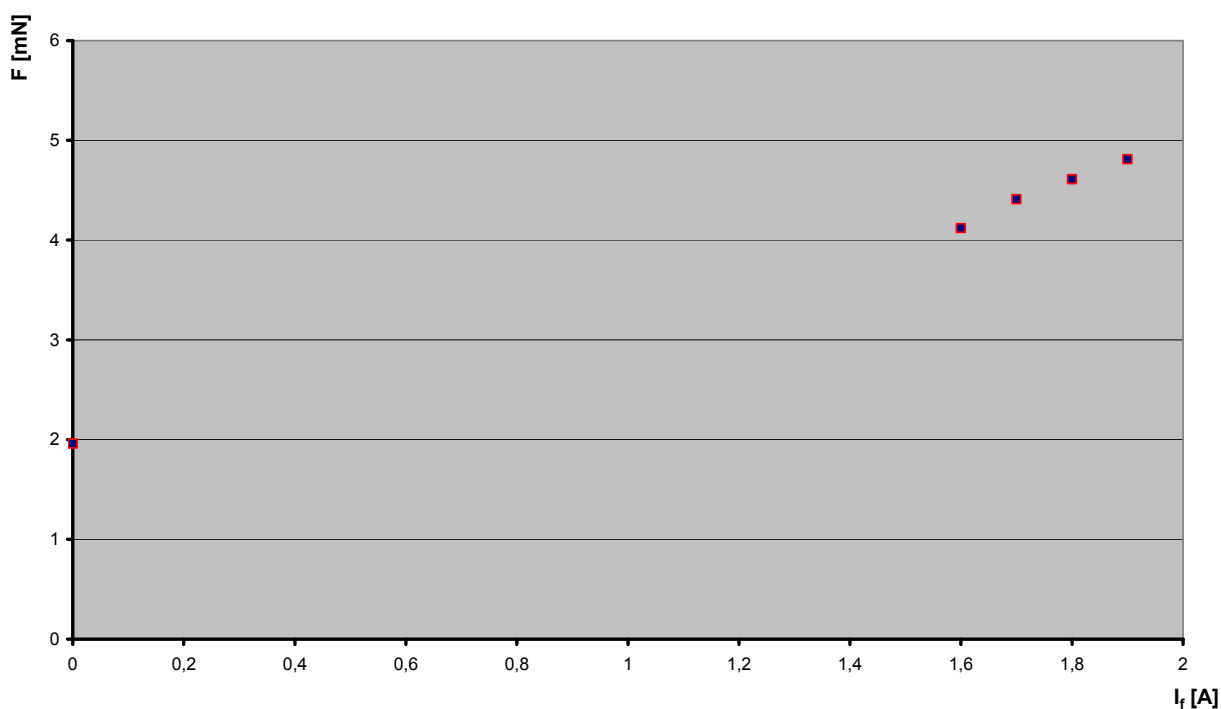
Výsledky, vizualizované na obr. 22, jasně ukazují, že v okolí zkoumaného elementu skutečně vzniká ustálené proudění vzduchu (při $U = 16 \text{ kV}$ o přibližné rychlosti $v = 0,7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Tuto skutečnost můžeme považovat za potvrzení hypotézy č. 3.

Při měřeních, které budou v této práci dále provedeny, musíme mít tuto skutečnost, tedy že v okolí zkoumaného elementu vzniká proudění vzduchu, na paměti. Toto proudění a jeho možná interakce s plochami měřeného elementu a s okolními plochami by totiž mohlo mít na naměřené výsledky nezanedbatelný vliv. Tento vliv se budeme snažit minimalizovat, jak již bylo naznačeno v části 3.2.3. Tato práce si totiž neklade za cíl tyto aerodynamické vlivy zkoumat.

3.4. Další potvrzení uvedené fyzikální podstaty Biefeld-Brownova jevu

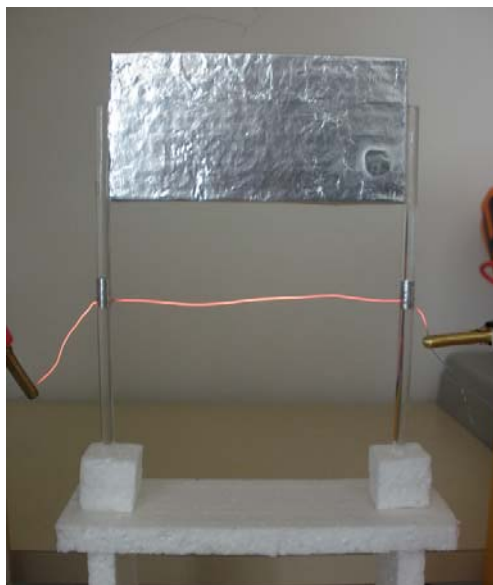
V předcházející části této disertační práce jsme popsali několik klíčových experimentů, které potvrzují, že fyzikální podstatou Biefeld-Brownova jevu je pohyb iontů (iontový drift) a jejich interakce s částicemi okolního média. Podívejme se v této části na některá další potvrzení této skutečnosti.

Velmi zajímavým experimentálním potvrzením je **vliv rostoucí teploty malé elektrody na vznikající sílu**. Touto problematikou se pod mým vedením zabýval ve své bakalářské práci Martin Kubáň [16]. Pokud platí výše uvedené hypotézy, pak při ohřevu malé elektrody na vysokou teplotu (stovky K) dojde také k ohřátí tenké vrstvy vzduchu v okolí této elektrody. Protože s rostoucí teplotou vzduchu roste i jeho ionizovatelnost, výsledkem by mělo být, že čím vyšší je teplota malé elektrody, tím větší je také vznikající síla. Tento fakt se v [16] podařilo ověřit. Zkoumaný element byl připojen na vysoké napětí U , to zůstalo v průběhu měření konstantní. Malá elektroda tohoto elementu byla pomocí plovoucího zdroje žhavana na vysokou teplotu. Technické detaily tohoto poměrně komplikovaného měření můžeme nalézt v [16]. Graficky znázorněné výsledky z provedených měření vidíme v grafu č. 1.



Graf č. 1: Závislost vznikající síly F na žhavicím proudu I_f malé elektrody

Hodnota síly $F = 2$ mN je pro nulový žhavicí proud I_f , malá elektroda má tedy teplotu okolí. Při procházejícím žhavicím proudu $I_f = 1,6$ A (malá elektroda je při tomto proudu vyžhavana do rudého žáru, viz obr. 23) je vznikající síla F více než dvojnásobná.



Obr. 23: Malá elektroda zkoumaného elementu vyžhavana do rudého žáru

Dále z grafu č. 1 plyne, že s rostoucím žhavicím proudem I_f , a tedy i s rostoucí teplotou T této elektrody, roste i naměřená vznikající síla F . Výsledky shrnuté v grafu č. 1 tedy opět jasně potvrzují výše uvedený princip vzniku síly při Biefeld-Brownově efektu.

Další experimentální verifikací bylo **měření provedené na elementu ozařovaném UV zářením**. V tomto experimentu provedeme srovnání síly F vznikající na asymetrickém kondenzátoru bez ozařování a s ozařováním měřeného elementu UV zářením. Je známou skutečností, že krátkovlnné záření způsobuje ve vzduchu vznik iontů. Pokud je tedy hypotéza o iontové povaze jevu správná, pak při ozařování elementu UV světlem musí vznikat síla vyšší než bez ozařování.

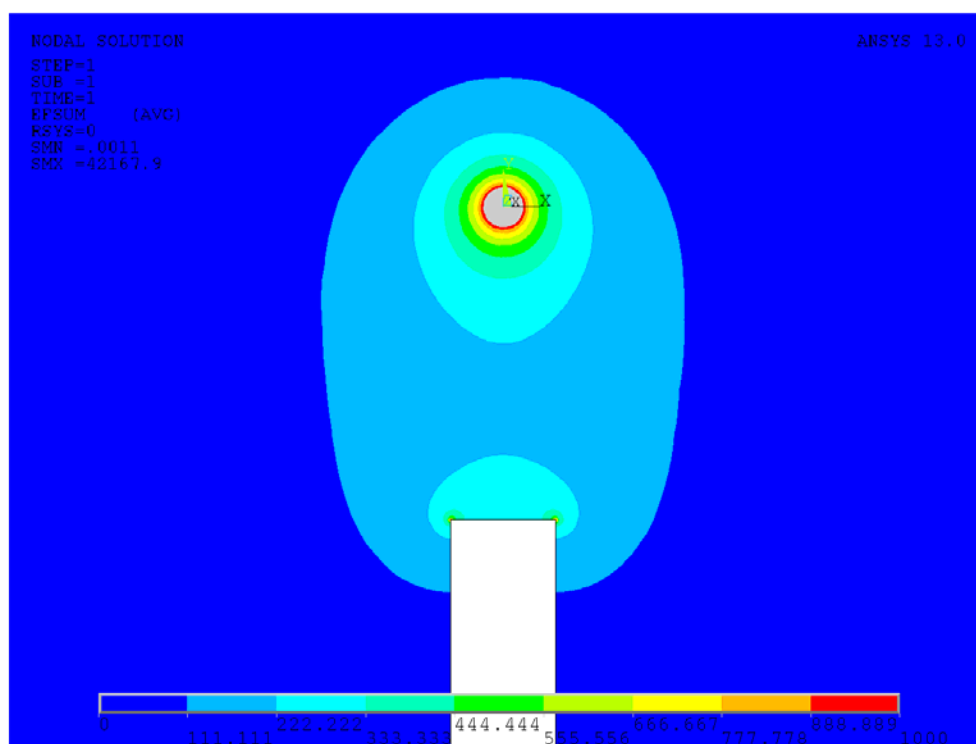
Jako zdroj UV záření slouží rtuťová výbojka TESLA 350 W, u které byla odstraněna baňka s luminoforem. Měřený element je ozařován UV světlem z tohoto zdroje ze vzdálenosti 30 cm. V tabulce č. 3 vidíme hodnoty naměřené síly F z tohoto experimentu pro tři hodnoty vysokého napětí $U = 15, 16$ a 17 kV.

Tabulka č. 3: Výsledky z experimentu s UV světlem

	bez UV záření					s UV zářením		
U [kV]	15	16	17			15	16	17
I [μA]	20	29	40			17	24	35
F [mN]	2,4	2,9	3,5			2,5	3,0	3,6

Tyto výsledky opět jasně potvrzují iontovou podstatu zkoumaného jevu. Je zřejmé, že vznikající síla F je pro element ozařovaný UV světlem pro stejné napětí skutečně větší. Zároveň si povšimněme, že síla F je větší pro menší hodnotu procházejícího proudu I . Tato skutečnost je ve shodě s námi navrženými hypotézami, protože při ozařování UV světlem se mezi elektrodami pohybují také částice, které vznikly působením UV světla, k jejich vzniku nebyl spotřebován proud zdroje.

Posledním argumentem, který v této části uvedeme na potvrzení uvedených hypotéz, je **výsledek ze simulací intenzity elektrického pole E na zkoumaném elementu**. Na obr. 24 vidíme grafickou reprezentaci výsledků získaných pomocí simulačního software ANSYS.



Obr. 24: Grafická reprezentace výsledků simulace intenzity elektrického pole E v okolí zkoumaného elementu

Obr. 24 zachycuje rozložení intenzity elektrického pole E na zkoumaném elementu, malá elektroda je kladná, napětí mezi elektrodami $U = 10$ kV. Jedná se o pohled z boku, škála pro přehlednost končí při intenzitě $E = 1000 \text{ V} \cdot \text{mm}^{-1}$. Z výsledků této simulace vyplývá, že na zkoumaném elementu můžeme skutečně rozlišovat dvě různé oblasti. Tou první je bezprostřední okolí malé elektrody (na obr. 24 reprezentované šedou barvou), oblast s velmi vysokou intenzitou elektrického pole E . V této první oblasti je intenzita E dostatečná

k ionizaci molekul okolního prostředí (typicky vzduchu), zde tedy dochází ke vzniku iontů. Druhou oblastí je prostor mezi elektrodami asymetrického kondenzátoru, zde již intenzita E nepostačuje k ionizaci, ale způsobuje driftový pohyb nabitých částic, které vznikly v první oblasti, směrem k velké elektrodě.

Na závěr této části disertační práce ještě dodejme, že všechna tato experimentální potvrzení výše uvedených hypotéz, která byla uvedena v částech 3.3. a 3.4., **falzifikují další dvě hypotézy**, které by jako možné vysvětlení vzniku síly při Biefeld-Brownově efektu přicházely v úvahu, a to elektrogravitační hypotézu a hypotézu dielektroforetické síly.

Elektrogravitační hypotézu navrhl, jak již bylo uvedeno, T. Musha v [6]. Musha za vznikem síly F na kondenzátoru s asymetrickými elektrodami vidí elektrogravitaci, tedy přímý vznik gravitačního pole na základě vysoké intenzity elektrického pole E . Pokud by tato hypotéza byla správná, pak by měřitelná síla musela vznikat také na asymetrickém koaxiálním kondenzátoru, protože Mushův předpoklad, tj. přítomnost dostatečně silného elektrického pole, je zde také splněn. Nám se ale podařilo experimentálně prokázat, že na asymetrickém koaxiálním kondenzátoru žádná měřitelná síla nevzniká. To je jasnou falzifikací Mushovy hypotézy o elektrogravitaci.

Dielektroforetická hypotéza vzniku síly na kondenzátoru s asymetrickými elektrodami (diskutována např. v [17]) již není tak spekulativní a nepravděpodobná, jako Mushova elektrogravitace. Dielektroforetickou silou totiž rozumíme sílu, která působí na dielektrickou částici (není zde tedy vůbec podmínka toho, aby částice byla elektricky nabitá) v přítomnosti gradientního externího elektrického pole E . Obecným vztahem, který nám dielektroforetickou sílu popisuje, je vztah (32), uvedený podle [18]. Udává nám, jak velká dielektroforetická síla F_D působí na částici ve tvaru elipsoidu v přítomnosti gradientního externího elektrického pole E :

$$F_D = \frac{\pi \cdot r^2 \cdot l}{3} \cdot \varepsilon_m \cdot \left\{ \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_m} \right\} \cdot \nabla |\vec{E}|^2, \quad (32)$$

kde r je poloměr elipsoidní částice, l její délka, ε_m je permitivita okolního média, ε_p je permitivita pohybující se částice.

Předpoklad existence gradientního elektrického pole E je jistě v námi zkoumaném kondenzátoru splněn. Pokud by ale silou, která při Biefeld-Brownově efektu vzniká, byla síla dielektroforetická, pak nástup této síly musí být pozorovatelný již od počátku zvyšování napětí U připojeného na elektrody tohoto kondenzátoru. To se nám podařilo experimentálně

vyvrátit, měřitelná síla F vzniká až od určitého kritického napětí (jednotky kV), které se nám experimentem s koronakamerou podařilo ztotožnit se zápalným napětím korony.

Existuje i druhý, teoretický důvod, proč zkoumanou silou není síla dielektroforetické povahy. Podíváme-li se totiž podrobněji na vztah (32) vidíme, že jeden z jeho činitelů obsahuje v čitateli rozdíl dvou permitivit: $\varepsilon_p - \varepsilon_m$, tedy rozdíl mezi permitivitou částice a permitivitou okolního prostředí. Je totiž nespornou skutečností, že polarizovaná částice plynu (s permitivitou ε_p) má permitivitu jen nepatrně odlišnou od permitivity nepolarizované částice (a tedy i okolního média s permitivitou ε_m). Tento rozdíl, $\varepsilon_p - \varepsilon_m$, je tedy v našem případě přibližně roven nule, a proto i výsledná dielektroforetická síla je přibližně nulová. Tento teoretický závěr a výše uvedený experimentální výsledek dielektroforetickou hypotézu jasně falzifikují.

3.5. Teoretické odvození vztahu pro vznikající sílu F

Již v mé diplomové práci [15] se mi podařilo na základě některých zjednodušujících předpokladů z elementárních fyzikálních vztahů teoreticky odvodit vztah, který popisuje velikost vznikající síly F v závislosti na procházejícím proudu I a pohyblivosti μ pohybujících se iontů:

$$F = \frac{I \cdot d}{\mu}. \quad (33)$$

Pokusme se nyní v této části práce o odvození vztahu pro vznikající sílu F na základě daleko obecnějšího přístupu, a to přímo z Maxwellových rovnic. Hlavním účelem tohoto odvození bude poskytnout hlubší fyzikální vhled do zkoumaného jevu. Je tedy zřejmé, že nepůjde o duplicitu či jakési algebraické cvičení, ale o zásadní krok při popisu tohoto jevu.

Při tomto odvozování vyjdeme z hypotéz, které byly komentovány a potvrzeny v části 3.3. této práce. Pro přehlednost si je nyní stručně ve formě bodů zrekapitulujeme:

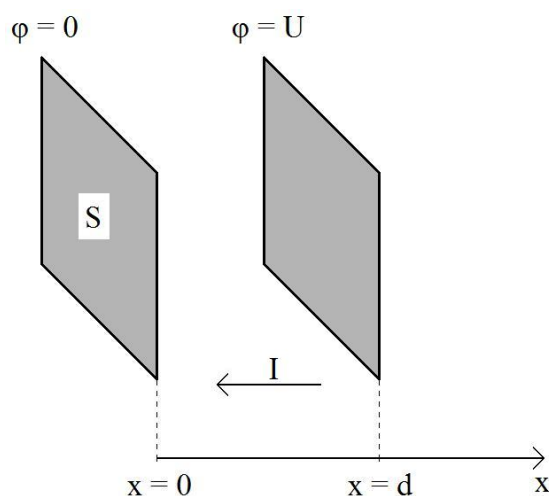
- V bezprostředním okolí malé elektrody vzniká od určitého připojeného napětí ionizací okolního vzduchu obrovské množství iontů.
- Tyto ionty jsou urychleny ve směru vektoru intenzity elektrického pole na driftovou rychlost v_d a putují směrem k opačně nabitě elektrodě.
- Ionty průběžně narážejí do okolních neutrálních molekul vzduchu, jejich trajektorií není přímka, jak je tomu ve vakuu, ale klikatá čára.

- Dokud kinetická energie takto urychlených iontů nestačí k ionizaci neutrálních molekul, dochází pouze k předání hybnosti iontu částicím okolního prostředí, aniž by se tyto okolní částice ionizovaly.
- Ze zákona zachování hybnosti plyne, že po srážce se neutrální částice a iont rozletí opačnými směry. Vzhledem k tomu, že iont se vlivem elektrického pole před srážkou pohyboval směrem k opačně nabitě elektrodě, tak po srážce je odmrštěn směrem právě opačným. Jelikož je ale tento iont stále v elektrickém poli, toto pole se mu snaží v pohybu směrem k souhlasně nabitě elektrodě zabránit. A začne ho postupně urychlovat opět směrem k opačně nabitě elektrodě, až do další srážky. Tímto vzájemným působením dojde k přenesení hybnosti přes elektrické pole i na vlastní pevnou konstrukci – kondenzátor.
- Neutrální částice, které nesou stejně velkou, ale opačně orientovanou hybnost, tuto hybnost postupně ztrácejí nárazy na další okolní neutrální částice. Protože ale nejsou pod vlivem elektrického pole, tak tuto hybnost již nepřenesou zpět na konstrukci – kondenzátor. Jejich pohyb ale způsobí částečně uspořádané proudění okolního prostředí – nejčastěji vzduchu.
- Právě z tohoto rozdílu, tj. iont svou hybnost konstrukci (kondenzátoru) předal, a naopak neutrální částice svoji hybnost ztratila nárazy na okolní částice, vzniká uvažovaná síla.
- Takto popsaný mechanismus platí pouze tehdy, pokud u iontů, které se pohybují mezi elektrodami, nedochází k nárazové ionizaci. Dále předpokládáme, že příčinou proudu, který protéká obvodem, jsou pouze urychlené ionty, které se pohybují bez rekombinací a jiných ztrát od jedné elektrody k druhé.

Aby bylo možné úlohu analyticky vyřešit, je nutné provést jisté zjednodušující předpoklady a aproximace. Vyjdeme z následujícího modelu – mějme soustavu dvou elektrod ve vzájemné vzdálenosti d od sebe (deskový kondenzátor), jedna z elektrod je uzemněna, tj. má potenciál $\varphi = 0$ a druhá elektroda je připojena na vysoké napětí, tj. má potenciál $\varphi = U$.

Nyní je potřeba provést důležitý teoretický předpoklad. Budeme v kontradikci se skutečným stavem předpokládat, že obě elektrody kondenzátoru mají plochu S , která je u obou shodná. Tato plocha S je ve srovnání se vzdáleností d mezi nimi mnohem větší ($S \gg d^2$), takže můžeme zanedbat okrajové efekty. Tím zajistíme transformaci problému do 1D, tedy

všechny vlastnosti zkoumaného fenoménu budou záviset pouze na proměnné x . Dimenze problému jsou zřejmé z obr. 25.



Obr. 25: Náskres řešené úlohy

Aby ale mohl vznik síly vůbec nastat, je nutné, aby mezi elektrodami byly přítomny ionty. Z předchozího textu již víme, že ionty vznikají kolem velmi tenké elektrody jako následek ionizace okolního vzduchu. Předpokládejme proto nyní bez další analýzy, že ionty jsou v dostatečném množství mezi elektrodami kondenzátoru přítomny.

Vyjdeme ze čtyř základních rovnic uvedených např. v [7, 19], některé vztahy již byly uvedeny, pro přehlednost je ale zopakujeme:

$$1. \text{ Poissonova rovnice: } \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0}, \quad (34)$$

kde φ je elektrický potenciál, x je hlavní proměnná udávající vzdálenost od počátku, ρ je hustota náboje a ε_0 je permitivita vakua.

$$2. \text{ Definice potenciálu: } E(x) = -\frac{d\varphi}{dx}, \quad (35)$$

kde E je intenzita elektrického pole.

$$3. \text{ Definice proudu: } I = -j \cdot S = -\rho \cdot v_D \cdot S, \quad (36)$$

kde I je procházející proud, j je proudová hustota, S je plocha elektrod a v_D je driftová rychlost pohybu nosičů náboje.

4. Blancův vztah:
$$v_D(x) = \mu \cdot E(x), \quad (37)$$

kde μ je pohyblivost iontu.

Nyní již můžeme přistoupit k vlastnímu analytickému výpočtu. Dosazením ze vztahu (36) do (34) dostáváme:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{I}{v_D(x) \cdot S \cdot \varepsilon_0}. \quad (38)$$

Aplikací Blancova vztahu (37) na rovnici (38) získáme:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{I}{\mu \cdot E(x) \cdot S \cdot \varepsilon_0}. \quad (39)$$

Nyní dosadíme do (39) za $E(x)$ z (35) a obdržíme:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = - \frac{I}{\mu \cdot S \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{d\varphi}{dx}}. \quad (40)$$

Přeskupením derivací na levou stranu rovnice a aplikací pravidla diferenciálního počtu

$$\frac{d^2 f(x)}{dx^2} \frac{df(x)}{dx} = \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{df(x)}{dx} \right)^2 \text{ získáme vztah:}$$

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = - \frac{I}{\mu \cdot S \cdot \varepsilon_0}. \quad (41)$$

Integrací vztahu (41) přes proměnnou x dostáváme:

$$\left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = - \frac{2I}{\mu \cdot S \cdot \varepsilon_0} x + konst. \quad (42)$$

Dle předpokladů je $E(0) = 0$. Platí tedy:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \left(- \frac{2I}{\mu \cdot S \cdot \varepsilon_0} x \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (43)$$

Na tomto místě je vhodné poznamenat, že znaménko mínus v závorce (a tedy de facto pod odmocninou) je zcela správné, protože směr proudu je v naší úloze zaveden jako záporný (viz obr. 25) a je tedy zajištěno, že odmocňovat se bude nezáporný výraz.

Provedeme nyní integraci podle proměnné x a dostáváme výraz:

$$\varphi(x) = \left(- \frac{2I}{\mu \cdot S \cdot \varepsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{2}{3} \cdot x^{\frac{3}{2}} + konst. \quad (44)$$

Protože z předpokladů víme, že $\varphi(0) = 0$, tak po snadné algebraické úpravě dostáváme:

$$\varphi(x) = \left(-\frac{8}{9 \cdot \mu \cdot S \cdot \varepsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot I^{\frac{1}{2}} \cdot x^{\frac{3}{2}}. \quad (45)$$

Dále platí, že $\varphi(d) = U$. Provedeme tedy dosazení:

$$\varphi(d) = U = \left(-\frac{8}{9 \cdot \mu \cdot S \cdot \varepsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot I^{\frac{1}{2}} \cdot d^{\frac{3}{2}}. \quad (46)$$

Po umocnění na kvadrát a vyjádření proudu I ze (46) získáme:

$$I = -\frac{9 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu \cdot S \cdot U^2}{8 \cdot d^3}. \quad (47)$$

Provedeme-li nyní dosazení za proud I ze vztahu (47) do vztahu (45), dostaneme po zkrácení:

$$\varphi(x) = U \cdot d^{-\frac{3}{2}} \cdot x^{\frac{3}{2}}. \quad (48)$$

Ze vztahu (48) prostým derivováním a změnou znaménka – viz definice (35) – získáme vztah pro $E(x)$:

$$E(x) = -\frac{3}{2} \cdot U \cdot d^{-\frac{3}{2}} \cdot x^{\frac{1}{2}}. \quad (49)$$

Nyní dosadíme za $E(x)$ ze vztahu (49) do Blancova vztahu (37):

$$v(x) = -\frac{3}{2} \cdot \mu \cdot U \cdot d^{-\frac{3}{2}} \cdot x^{\frac{1}{2}}. \quad (50)$$

Ze vztahu (34) plyne, že:

$$\rho(x) = -\varepsilon_0 \cdot \frac{d^2 \varphi}{dx^2}. \quad (51)$$

Vztah pro $\frac{d^2 \varphi}{dx^2}$ snadno získáme dvojnásobným derivováním vztahu (48):

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{3}{4} \cdot U \cdot d^{-\frac{3}{2}} \cdot x^{-\frac{1}{2}}. \quad (52)$$

Provedeme dosazení za $\frac{d^2 \varphi}{dx^2}$ z (52) do (51). A tedy platí:

$$\rho(x) = -\frac{3}{4} \cdot \varepsilon_0 \cdot U \cdot d^{-\frac{3}{2}} \cdot x^{-\frac{1}{2}}. \quad (53)$$

Protože při odvození předpokládáme absenci magnetických polí (tzn. $B = 0$), platí pro síly působící na pohybující se nabitě částice zjednodušený Lorentzův vztah:

$$F(x) = S \cdot \rho(x) \cdot E(x). \quad (54)$$

Nyní do tohoto vztahu (54) dosadíme za $\rho(x)$ ze vztahu (53) a za $E(x)$ ze vztahu (49), tím po algebraické úpravě získáme:

$$F(x) = \frac{9}{8} \cdot S \cdot \varepsilon_0 \cdot U^2 \cdot d^{-3}. \quad (55)$$

Celkovou sílu F_{celk} působící na nabitě částice v mezeře mezi elektrodami získáme prostou integrací jako:

$$F_{celk} = \int_0^d F(x) dx. \quad (56)$$

Nyní dosadíme do vztahu (56) vztah (55) a provedeme integraci:

$$F_{celk} = \frac{9}{8} \cdot \varepsilon_0 \cdot S \cdot U^2 \cdot d^{-2}. \quad (57)$$

Ted' nás již čeká poslední krok, dosazení za U^2 ze vztahu (47) do vztahu (57) a po zkrácení získáváme:

$$F_{celk} = -\frac{I \cdot d}{\mu}. \quad (58)$$

Vztah (58) tedy udává celkovou sílu, která působí na nabitě částice mezi elektrodami. Nás ale zajímá celková síla F působící na konstrukci kondenzátoru. Ta je pochopitelně dle zákona akce a reakce právě opačně orientovaná a dá se proto vyjádřit v nám již známém tvaru jako:

$$F = \frac{I \cdot d}{\mu}. \quad (59)$$

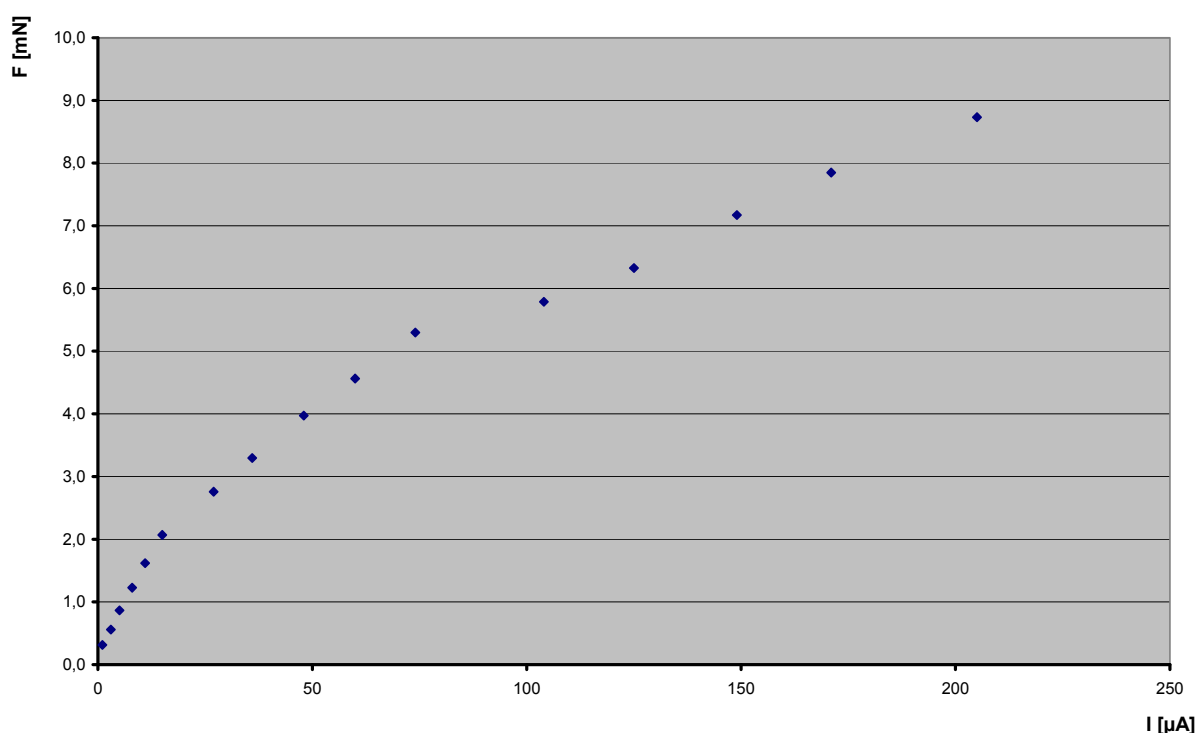
Je tedy zřejmé, že i při tomto způsobu odvození jsme pro vznikající sílu našli shodný vztah jako již dříve v [15].

Z tohoto nového způsobu odvození vyplývá několik důležitých faktů. Za prvé hlavní důvod, proč je pro vznik síly nutná asymetrie elektrod kondenzátoru, je v tom, že vysoká intenzita elektrického pole v okolí tenké elektrody slouží ke „generování“ iontů. Jak je vidět z odvození uvedeného výše, žádný jiný význam nemá. Pokud bychom ionty dodávali mezi

desky symetrického kondenzátoru, síla bude vznikat stejným způsobem. Za druhé vztah (47) poskytuje vhléd do voltampérové charakteristiky zkoumaného problému. Je z něj patrné, že procházející proud I závisí na kvadrátu napětí U . Tento vztah je známý z jiné oblasti fyziky, z teorie polovodičů, jako Mottův vztah. Zde přesně popisuje voltampérovou charakteristiku polovodiče. V další části této práce si ukážeme, proč tento vztah nevystihuje přesně také voltampérovou charakteristiku námi zkoumaného asymetrického kondenzátoru.

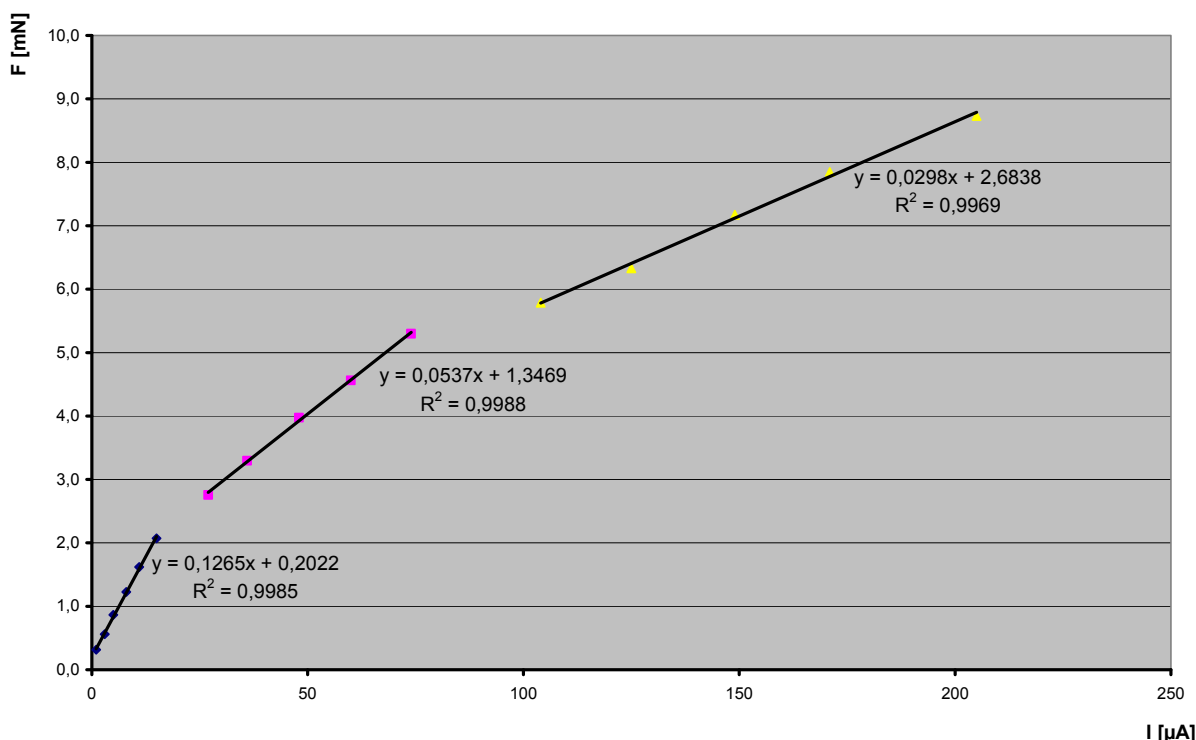
3.6. Experimentální výsledky získané na elementu ve vzduchu a jejich srovnání s teoreticky odvozeným vztahem

V této části mé disertační práce se budeme věnovat výsledkům měření, které byly provedeny na zkoumaném elementu ve vzduchu za standardních podmínek. Malá elektroda byla připojena na kladné vysoké napětí, velká elektroda byla uzemněna. Proto v celé této části mé práce budeme pohyblivostí μ rozumět pohyblivost kladných iontů ve vzduchu μ^+ . Nejprve se podívejme na funkční závislost $F(I)$ – tedy jak vznikající síla závisí na procházejícím proudu. V grafu č. 2 vidíme grafickou reprezentaci výsledků tohoto měření.



Graf č. 2: Naměřená funkční závislost $F(I)$ pro zkoumaný kondenzátor

Na první pohled je zřejmé, že se naměřená funkční závislost $F(I)$ dá rozdělit na tři lineární oblasti. V grafu č. 3 vidíme tyto tři oblasti s proloženými regresními přímkami, rovnicemi regrese a hodnotami spolehlivosti (koeficientu determinace) R^2 .



Graf č. 3: Naměřená funkční závislost $F(I)$, lineární regrese pro každou ze tří oblastí

Z grafu č. 3 je tedy jasné, že závislost mezi procházejícím proudem I a naměřenou silou F je skutečně lineární, jak predikoval vztah (59). Musíme si ale také položit otázku, proč se průběh závislosti $F(I)$ rozpadá na tři různé oblasti s lineárními průběhy s různými směrnicemi. Na to nám již vztah (59) nedokáže odpovědět. Abychom vysvětlili tuto skutečnost, musíme se vrátit k hypotézám, z kterých jsme vyšli při odvození vztahu (59). Citujme z poslední hypotézy: „Takto popsaný mechanismus platí pouze tehdy, pokud u iontů, které se pohybují mezi elektrodami, nedochází k nárazové ionizaci...“. Tento předpoklad je ve skutečnosti splněn pouze pro první ze tří lineárních oblastí. V druhé a třetí lineární oblasti je kinetická energie pohybujících se nabitých částic dostatečná k tomu, aby došlo ke vzniku laviny elektronů, tak jak ji popisuje John Sealy Townsend v [20]. Pokud má elektron, který vznikl při ionizaci částice, dostatečnou kinetickou energii, může na své dráze způsobit další ionizaci, a tedy i uvolnění dalších elektronů. Tento proces je lavinovitý, má charakter řetězové reakce (1, 2, 4, 8, ...) elektronů, a pokud je intenzita pole mezi elektrodami dostatečná, dojde až ke vzniku výboje. V našem případě je ovšem pole mezi elektrodami výrazně nehomogenní a

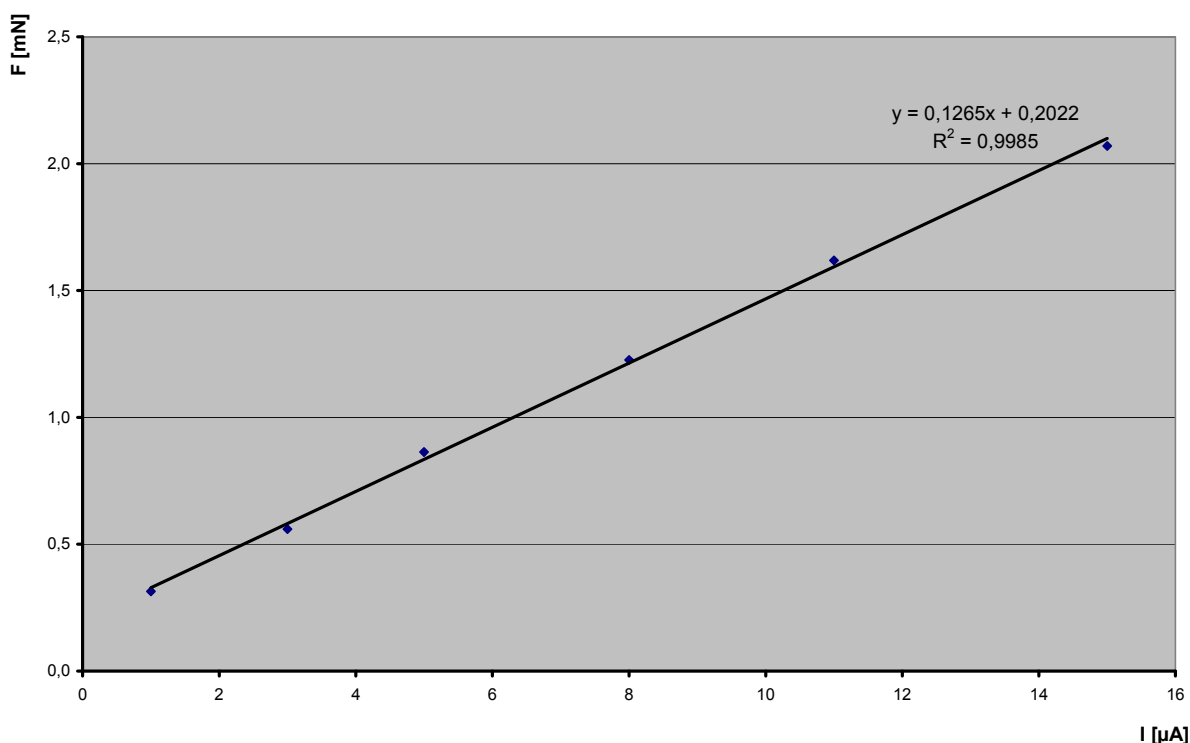
k tomuto mechanismu dojde jen v určité oblasti kolem malé elektrody, nedojde tedy až ke vzniku výboje. Ke vzniku počátečního stádia laviny elektronů ale dojde. Mezi elektrodami námi zkoumaného asymetrického kondenzátoru projde v případě druhé lineární oblasti dvojnásobek, v případě třetí lineární oblasti čtyřnásobek elektronů. Snadno tedy nahlédneme, proč pro druhou oblast naměříme sílu poloviční, než predikoval vztah (59) a pro třetí oblast sílu pouze čtvrtinovou. Důvodem je to, že příspěvek elektronů ke vzniku síly je zanedbatelný (jejich hmotnost je ve srovnání s hmotností pohybujících se iontů zanedbatelná), naopak ale přispějí k náboji, který prošel mezi elektrodami, a tedy i k změřenému proudu.

Musíme tedy provést korekci vztahu (59) a zohlednit výše uvedenou skutečnost. Proto nyní zavedeme koeficient ζ , která nechť udává množství elektronů vzniklých v Townsendově smyslu. Tedy pro první lineární oblast by teoretické hodnoty měly být $\zeta = 1$, pro druhou $\zeta = 2$ a pro třetí $\zeta = 4$. Vztah (59) nyní upravíme takto:

$$F = \frac{I \cdot d}{\mu \cdot \zeta}. \quad (60)$$

Tento vztah (60) již tedy vysvětluje existenci tří lineárních oblastí, které byly na zkoumaném kondenzátoru naměřeny. Podívejme se teď na skutečně naměřené hodnoty ζ . Pro první oblast nechť je $\zeta = 1$, pak pro druhou oblast vychází z rovnic regrese z naměřených hodnot $\zeta = 2,4$, pro třetí oblast $\zeta = 4,3$. Vidíme tedy, že skutečně naměřené hodnoty se dobře shodují z hodnotami předpokládanými teorií. Rozdíly v hodnotách koeficientu ζ oproti teoreticky předpokládané hodnotě jsou způsobeny především tím, že hodnoty byly určeny lineární regrese pro celou druhou, resp. celou třetí oblast. Jsou tedy průměrnou hodnotou pro všechny naměřené hodnoty z této celé oblasti.

Podívejme se nyní detailněji na první lineární oblast, kde $\zeta = 1$. Tato oblast by tedy měla být přesně popsána vztahem (59).



Graf č. 4: První lineární oblast funkční závislosti $F(I)$ s provedenou lineární regresí

V grafu č. 4 vidíme detailně graficky zobrazené naměřené hodnoty, včetně rovnice regrese a hodnoty spolehlivosti. Zde si můžeme povšimnout další neshody mezi naměřenými hodnotami a odvozeným vztahem. Vztah (60) totiž predikoval lineární závislost mezi F a I , ale tato závislost měla být lineární bez absolutního členu. Jak ale vidíme v grafu č. 4, tato závislost je sice lineární, ale s absolutním členem.

Abychom vysvětlili tuto neshodu, provedeme nyní přesnou analýzu proudu I , který prochází měřeným obvodem. Musíme si uvědomit, že aby nabitá částice, která prochází mezi elektrodami zkoumaného kondenzátoru, přispěla k celkovému změřenému proudu, musí skutečně projít od jedné elektrody k druhé. To je opravdu zajištěno, pokud ale neuvažujeme možnou rekombinaci této nabitě částice na trajektorii mezi elektrodami. Tato rekombinace je sice málo pravděpodobná, přesto ale možná. Znamená to tedy, že proud, který reálně naměříme, se rovná proudu, který působí vznik síly, zmenšenému o proud ztrátový. Z této úvahy nám vyplývá jednoduchý vztah:

$$I_M = I_F - I_Z, \quad (61)$$

kde jako I_M označíme naměřený proud, I_F označuje proud, který působí vznikající sílu a I_Z necht' je proudem ztrátovým. Právě proud I_F je tím proudem, který bychom měli správně

dosazovat do vztahu (60). Provedeme tedy toto dosazení, tj. ze vztahu (61) dosadíme za $I_F = I$ do vztahu (60) a dostaneme:

$$F = \frac{(I_M + I_Z) \cdot d}{\mu \cdot \zeta} . \quad (62)$$

Pro nyní analyzovanou první lineární oblast uvažujeme $\zeta = 1$, provedeme tedy dosazení do (62) a pro přehlednost přeskupíme proměnné a získáme:

$$F = I_M \cdot \frac{d}{\mu} + I_Z \cdot \frac{d}{\mu} . \quad (63)$$

V této podobě vztahu (63) už tedy jasně vidíme, proč byla výsledkem lineární regrese na naměřených výsledcích pro první lineární oblast sice lineární funkce, ale s absolutním členem. Tento absolutní člen totiž udává součin ztrátového proudu I_Z a vzdálenosti mezi elektrodami d , děleno pohyblivostí μ .

Protože tento ztrátový proud I_Z není možné přímo změřit, zásadním testem správnosti této teorie bude výpočet jeho velikosti z naměřených dat. Vyjdeme z grafu č. 4, konkrétně z rovnice regrese dané přímkou. Vyjádříme ji včetně fyzikálních jednotek a máme vztah:

$$F [mN] = 0,1265 \cdot I_M [\mu A] + 0,2022 . \quad (64)$$

Z předchozího textu již víme, že absolutní člen v rovnici (64) udává součin ztrátového proudu I_Z a vzdálenosti mezi elektrodami d dělenou pohyblivostí μ . Je tedy již velmi snadné tento ztrátový proud vypočítat, víme-li že pro náš asymetrický kondenzátor je vzdálenost mezi elektrodami $d = 30$ mm a pohyblivost, v tomto případě kladných iontů ve vzduchu, bereme dle [19] jako $\mu = 2,4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Jednoduchým výpočtem dostaneme výsledek $I_Z = 1,6 \text{ } \mu\text{A}$. Tato hodnota tedy udává průměrný ztrátový proud I_Z pro první oblast. Uvážíme-li, že první lineární oblast končí pro hodnotu naměřeného proudu $I_M = 15 \text{ } \mu\text{A}$, pak hodnota ztrátového proudu $I_Z = 1,6 \text{ } \mu\text{A}$ je rozhodně hodnotou, kterou můžeme považovat za reálnou.

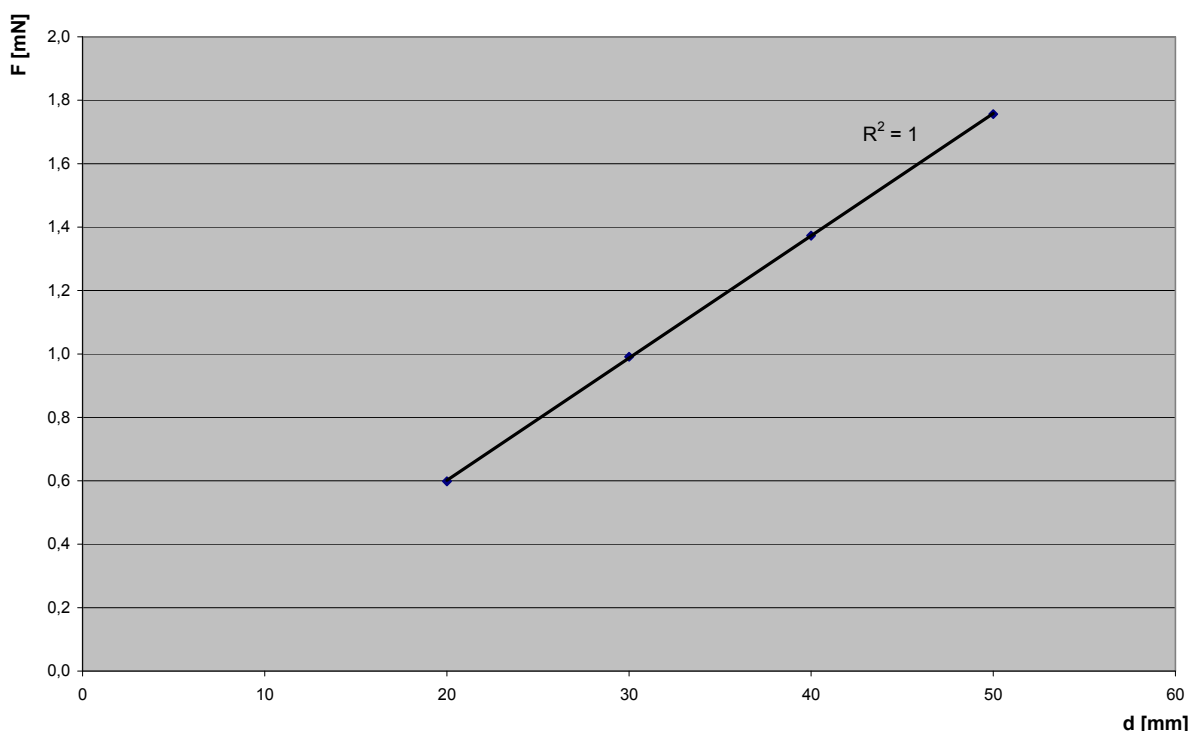
Zcela obdobným způsobem můžeme hodnotu ztrátového proudu I_Z vypočítat i pro další dvě oblasti, pouze musíme respektovat hodnoty koeficientu ζ pro danou oblast. Vyjdeme z regresních rovnic v grafu č. 3. V tabulce č. 4 vidíme shrnuté průměrné ztrátové proudy a maximální naměřený proud I_{Mmax} vždy pro danou lineární oblast.

Tabulka č. 4: Ztrátové proudy pro jednotlivé lineární oblasti

	1. oblast	2. oblast	3. oblast
$I_Z [\mu A]$	1,6	10,8	21,5
$I_{Mmax} [\mu A]$	15	74	205

Z tabulky č. 4 je zřejmé, že ztrátový proud je tím větší, čím větší je proud procházející měřeným obvodem. To je zcela ve shodě s očekáváním, protože čím větší počet nabitých částic se mezi elektrodami pohybuje, tím větší je pravděpodobnost, že některé z nich rekombinují a nepřispívají k proudu, který naměříme. Nicméně poměr ztrátového proudu (jak se snadno přesvědčíme triviálním výpočtem z tabulky č. 4) k maximálnímu naměřenému proudu pro tuto oblast zůstává přibližně stejný a rovná se asi 10-15 % tohoto naměřeného proudu. Tímto ztrátovým proudem jsme tedy vysvětlili existenci absolutního členu v rovnicích regrese a ospravedlnili jsme úpravu teoreticky odvozeného vztahu pro vznikající sílu na jeho finálovou podobu ve tvaru (62).

Dalším důležitým experimentálním testem správnosti tohoto vztahu (62) je ověřit, zda vznikající síla skutečně lineárně závisí na vzdálenosti mezi elektrodami d . K tomuto účelu jsem provedl experiment, kde byla pro stejný procházející proud I_M změřena vznikající síla F , ale pro různé vzdálenosti mezi elektrodami d . Abychom se pro přehlednost a jednoduchost pohybovali v první lineární oblasti, byla jako hodnota proudu pro toto měření zvolena hodnota $I_M = 5 \mu A$. V grafu č. 5 jsou graficky zobrazeny výsledky z tohoto měření.



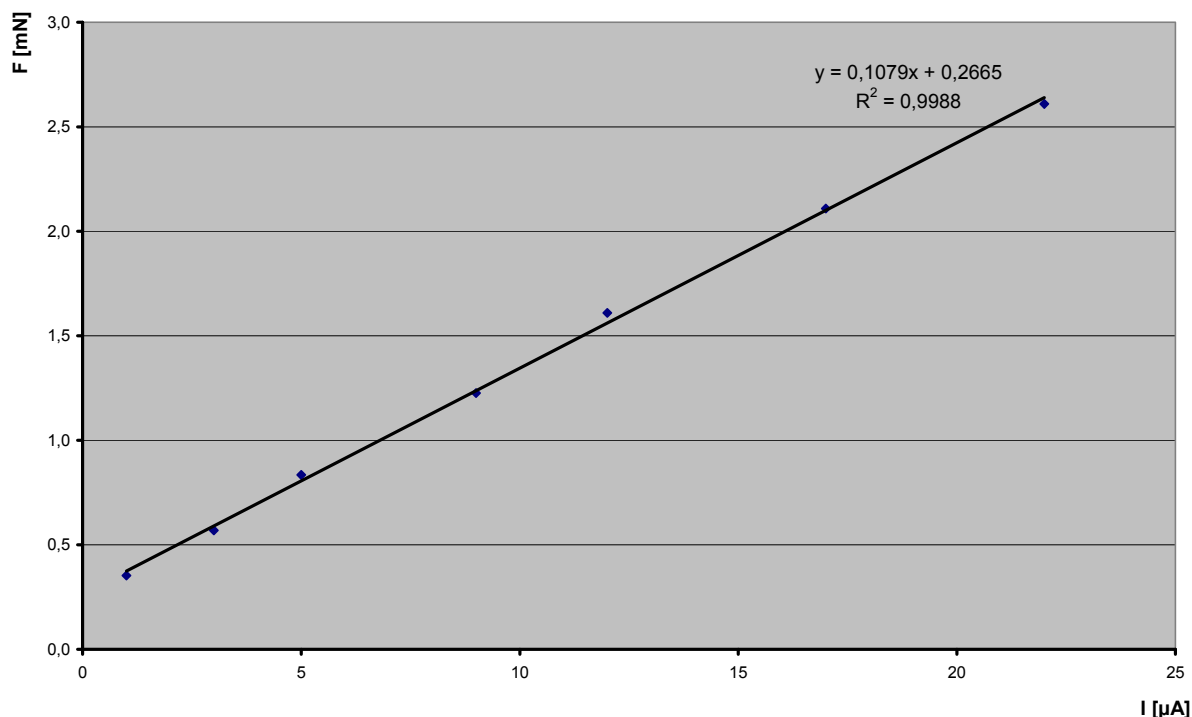
Graf č. 5: Výsledky měření vznikající síly F pro různé vzdálenosti mezi elektrodami d

Na grafu č. 5 vidíme, že vznikající síla F byla měřena pro čtyři různé vzdálenosti d , a to $d = 20, 30, 40$ a 50 mm. Pro ověření linearitu vztahu mezi vznikající silou F a vzdáleností mezi elektrodami d , tak jak předpovídá vztah (62), jsme na grafu č. 5 provedli lineární regresi se zobrazenou hodnotou spolehlivosti R^2 . Hodnota $R^2 = 1$ je jistě vynikajícím důkazem linearitu tohoto vztahu, a tím experimentálně ověřuje platnost vztahu (62).

Poslední veličinou, která ve vztahu (62) figuruje a její vliv na vznikající sílu nebyl ještě experimentálně ověřen, je pohyblivost μ . Tato část mé práce bude tedy zaměřena na experimentální zkoumání právě tohoto vlivu. Pro zjednodušení výpočtů a přehlednost se budeme ve všech těchto provedených měřeních pohybovat v první lineární oblasti, kde $\zeta = 1$.

Základním a na realizaci nejjednodušším experimentem je měření vznikající síly na zkoumaném asymetrickém kondenzátoru při jeho přepólování, tj. malá elektroda bude uzemněna, velká je připojena na kladné vysoké napětí. Jak již bylo vysvětleno, při této polaritě přivedeného napětí budou vznikat kolem malé elektrody záporné ionty a určité množství elektronů, na rozdíl od kladných iontů, které vznikaly ve všech předešlých experimentech. Směr síly, která na kondenzátoru vzniká, zůstává nezměněn, ale pohyblivost záporných iontů je obecně větší, než pohyblivost iontů kladných (viz tabulka č. 2). Předpokládáme tedy, že vznikající síla bude menší, než při obrácené polaritě elektrod.

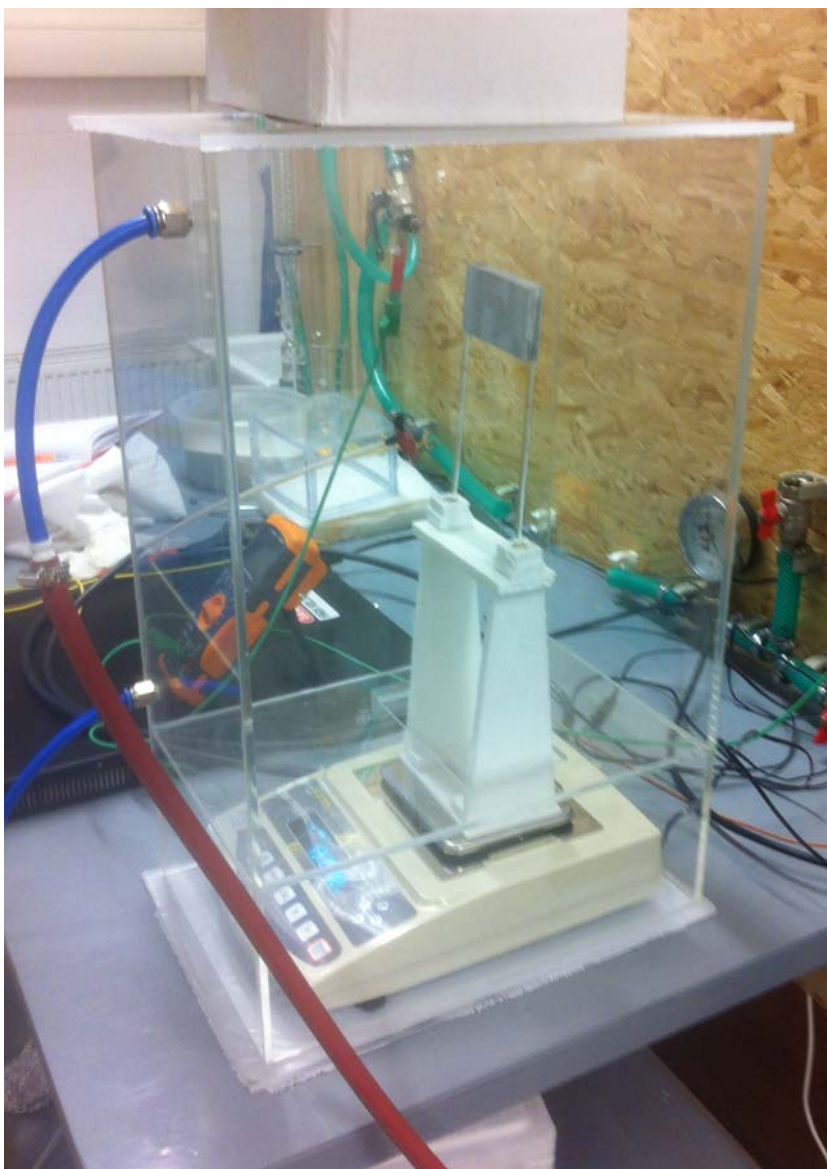
V grafu č. 6 vidíme graficky znázorněné výsledky tohoto experimentu, včetně provedené lineární regrese.



Graf č. 6: Závislost vznikající síly F na procházejícím proudu I (první lineární oblast), element je přepólován, mezi elektrodami se tedy pohybují záporné ionty.

Závislost je ve shodě s očekáváním stále lineární, ale srovnáme-li závislosti vznikající síly F na procházejícím proudu I v grafu č. 4 a v grafu č. 6, je zřejmé, že vznikající síla je pro stejný proud pro měření zachycené v grafu č. 6 skutečně menší. To zcela odpovídá našemu původnímu předpokladu. Tento experiment s přepólováním zkoumaného kondenzátoru můžeme pokládat za potvrzení vztahu (62) i z hlediska vlivu pohyblivosti μ .

Dalším experimentem provedeným k ověření vlivu pohyblivosti μ na vznikající sílu F bylo měření zkoumaného elementu v atmosféře jiných plynů než je vzduch. Element byl v těchto a dalších experimentech již připojen obvyklým způsobem, tj. malá elektroda byla kladná, velká elektroda byla uzemněna. Tyto experimenty jsou na praktickou realizaci velice náročné, měření bylo nutné provádět v plynotěsné komoře, která byla zaplněna zkoumaným plynem a v tomto plynu bylo provedeno měření vznikající síly F . Pro tento účel byla pro naše experimenty vyrobena měřicí komora z plexiskla o rozměrech 250 x 400 x 600 mm. Uspořádání celé měřicí aparatury vidíme na obr. 26.



Obr. 26: Měřicí aparatura pro měření vznikající síly v různých plynech

Prvním zkoumaným plynem byl fluorid sírový – SF_6 . Tento technický plyn je znám z praxe svými výbornými izolačními vlastnostmi, je používán např. k tlakovému plnění vysokonapěťových transformátorů, apod. Pro tento experiment byl ale vybrán především proto, že molekuly fluoridu sírového jsou výrazně těžší než molekuly dusíku a kyslíku (hlavní složky vzduchu), proto i pohyblivost iontů fluoridu sírového je velmi malá. Předpokládaný výsledek tohoto experimentu je tedy takový, že vznikající síla F na zkoumaném asymetrickém kondenzátoru by tedy měla být výrazně větší než ve vzduchu. V tabulce č. 5 vidíme velikost vznikající síly F pro stejnou hodnotu proudu I ve vzduchu a ve fluoridu sírovém.

Tabulka č. 5: Naměřená vznikající síla F pro stejný proud, ale různé plyny

	$I [\mu A]$	$F [mN]$
vzduch	36	3,3
fluorid sírový	36	6,5

Z tabulky č. 5 je tedy jasné, že pro stejný procházející proud I je vznikající síla ve fluoridu sírovém zhruba dvojnásobná, než ve vzduchu. To potvrzuje náš předpoklad a ukazuje také správnost vztahu (62) z hlediska vlivu pohyblivosti μ .

Byl také proveden experiment v argonu, ten byl vybrán jako typický vzácný plyn. O vzácných plynech je známo, že se v přítomnosti elektrického pole velmi snadno ionizují. To by mohlo ukazovat na vzácné plyny jako na vhodné kandidáty ke zkoumání. Bohužel ale jejich průrazné napětí (tedy napětí, než dojde k přeskočení mezi elektrodami) je tak malé, že nestačí vůbec dojít ke vzniku korony, a tedy podmínek nutných pro vznik síly F . To experiment také ukázal – v argonu došlo k přeskočení mezi elektrodami dříve, než se objevila jakákoliv měřitelná síla F .

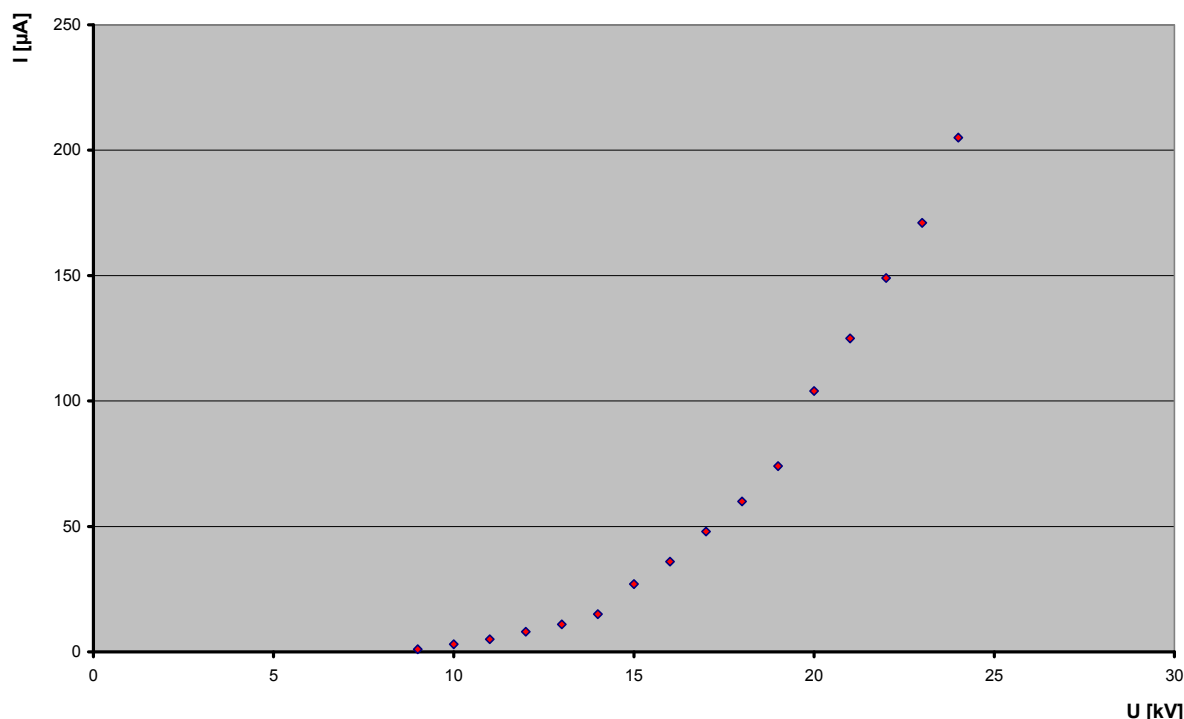
3.7. Voltampérová charakteristika zkoumaného zařízení

V průběhu odvozování vztahu pro vznikající sílu F jsme dospěli také ke vztahu (47), který je znám např. z fyziky polovodičů jako Mottův vztah. Uveďme si ho zde ve zkrácené a zjednodušené podobě:

$$I = k \cdot U^2, \quad (65)$$

kde necht' konstanta k zahrnuje všechny konstanty, které ve vztahu (47) figurují.

Tento vztah (65) nám tedy ukazuje, že závislosti mezi připojeným napětím U a procházejícím proudem I by měla být kvadratická. V grafu č. 7 vidíme graficky zachycenou reálně naměřenou voltampérovou charakteristiku pro náš zkoumaný element v základním uspořádání, tj. malá elektroda je kladná, velká elektroda je uzemněna a měření probíhá za standardních podmínek ve vzduchu.



Graf č. 7 : Naměřená funkční závislost $U(I)$ – voltampérová charakteristika zkoumaného kondenzátoru

Již z průběhu závislosti $F(I)$, který se rozpadá na tři oblasti, plyne, že i voltampérová charakteristika zkoumaného asymetrického kondenzátoru by se měla rozpadat do tří oblastí. Z experimentu, jehož výsledky jsou graficky reprezentovány v grafu č. 7, je na první pohled zřejmé, že stejně jako závislost vznikající síly F na procházejícím proudu I i voltampérová charakteristika zkoumaného asymetrického kondenzátoru se skutečně rozpadá na tři oblasti. Tyto oblasti odpovídají oblastem již definovaným výše pomocí koeficientu ζ . To, že tyto tři oblasti nacházíme i u voltampérové charakteristiky, je dalším experimentálním důkazem správnosti zavedení tohoto koeficientu do finálového vztahu pro vznikající sílu F (62). Koeficient ζ nám popisoval situaci, kdy jsem tři oblasti charakterizovali vzhledem k proudu I . V podrobné analýze voltampérové charakteristiky ale potřebujeme tyto tři oblasti definovat vzhledem k připojenému napětí U .

Je evidentní, že vztah (65) nezahrnuje existenci těchto tří oblastí. Při jeho odvození nebylo také uvažováno, že proud prochází zkoumaným kondenzátorem až od určitého napětí (zápalného napětí korony CIV), ani tato skutečnost v něm proto není zohledněna. Dává nám tedy pouze základní informaci, že průběh voltampérové charakteristiky by měl být kvadratický. Pro přehlednost a jednoduchost bude nyní podrobně popsána pouze první oblast

voltampérové charakteristiky zkoumaného asymetrického kondenzátoru, až dále bude poté proveden její kompletní popis.

Již v části 2.1. a 2.2. jsme uvedli základní informace o koronovém výboji, který je principem zkoumaného jevu. Nyní se zaměříme na voltampérovou charakteristiku koronového výboje. Tato problematika je obecně pokládána za velmi složitou, podrobně se jí věnovalo pouze několik autorů [21, 22]. W. Deutsch odvodil pro tuto voltampérovou charakteristiku empirický vztah, dospěl k němu na základě analýzy obrovské série provedených měření na mnoha různých geometriích elektrod [21, uvedeno také v 7]:

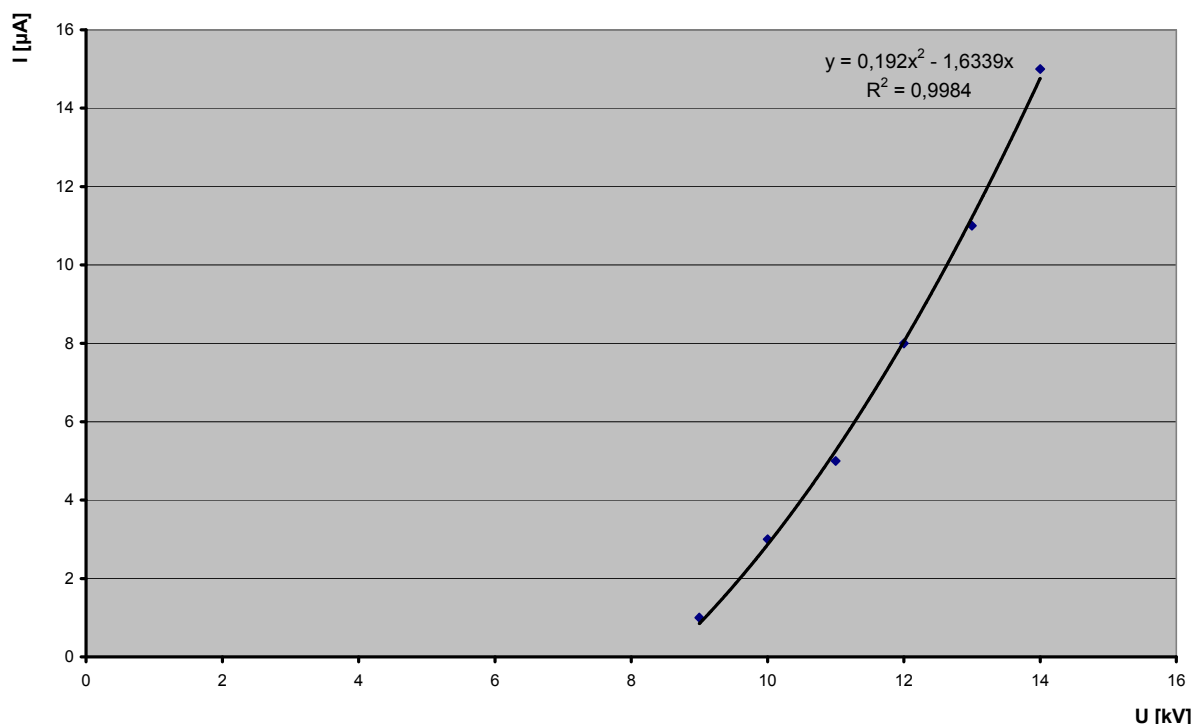
$$I = \psi \cdot U \cdot (U - CIV), \quad (66)$$

kde I je proud procházející obvodem, ψ je činitel závisející na tvaru elektrického pole a na charakteru částic, které se mezi elektrodami pohybují a CIV je zápalné napětí korony pro danou geometrii a kvalitu elektrod.

Upravíme-li vztah (66) pouhým roznásobením, dostaneme:

$$I = \psi \cdot U^2 - \psi \cdot CIV \cdot U. \quad (67)$$

Ze vztahu (67) tedy jasně plyne, že závislost procházejícího proudu I na připojeném napětí U je kvadratickou závislostí bez absolutního členu. V grafu č. 8 je graficky zachycena první část voltampérové charakteristiky zkoumaného zařízení, včetně provedené lineární regrese právě ve tvaru kvadratické závislosti bez absolutního členu.



Graf č. 8 : Voltampérová charakteristika zkoumaného kondenzátoru pro první oblast s provedenou lineární regresí

Z grafu č. 8 je tedy zřejmé, že závislost plynoucí ze vztahu (67) velmi dobře vystihuje naměřená data, a tento vztah tedy velmi věrně popisuje první oblast voltampérové charakteristiky zkoumaného asymetrického kondenzátoru. Přestože je činitel ψ empirický, můžeme z rovnice voltampérové charakteristiky, která byla získána pomocí lineární regrese, vyloučit a určit přímo hodnotu zápalného napětí korony CIV pro náš asymetrický kondenzátor. Rovnice první části voltampérové charakteristiky včetně fyzikálních jednotek zní:

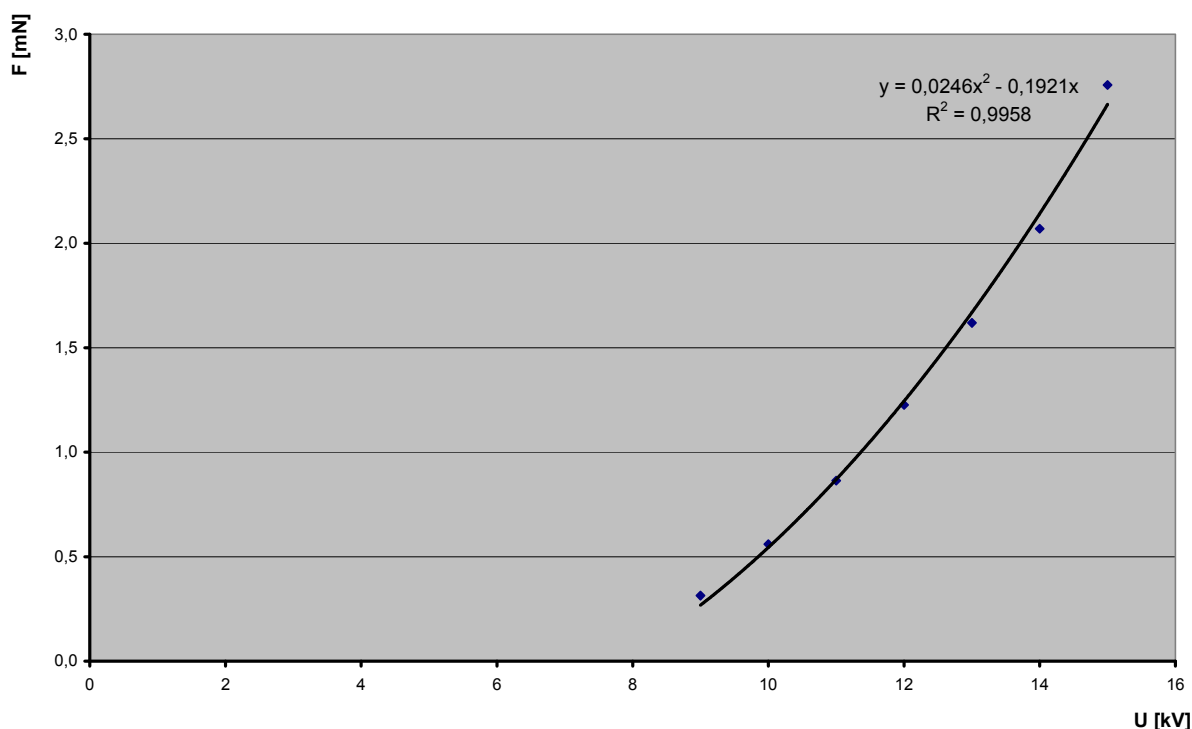
$$I [\mu A] = 0,192 \cdot U^2 [kV]^2 - 1,6339 \cdot U [kV]. \quad (68)$$

Porovnáním vztahu (67) a vztahu (68) můžeme elementárním postupem vypočítat hodnotu CIV a dostaneme výsledek $CIV = 8,5$ kV.

Zápalné napětí korony CIV můžeme ovšem určit ještě několika dalšími způsoby. V části 2.2. této práce byly uvedeny tzv. Peekovy vztahy (1) a (2), které se k určení zápalného napětí korony v technické praxi velmi často používají. Akcentovali jsme nutnost jejich modifikace pro naši konkrétní geometrii, protože tyto vztahy byly Peekem odvozeny pro válcovou geometrii elektrod. Autor této práce ovšem společně se spoluautory ukázal v [23], že pro

popis elektrického pole E v našem zkoumaném asymetrickém kondenzátoru lze vztah (2) s dostatečně dobrou přesností použít. Proto tedy můžeme CIV vypočítat pomocí Peekových vztahů. Pokud tento výpočet provedeme, dostaneme výsledek $CIV = 6,8$ kV. Porovnáním vypočtených hodnot pomocí předchozí metody (lineární regrese první části naměřené voltampérové charakteristiky) a pomocí Peekových vztahů zjistíme, že se tyto hodnoty liší téměř o 2 kV. Důvodem je ta skutečnost, že Peekovy vztahy jsou empirické, nejsou odvozeny na základě matematicko-fyzikální analýzy zkoumaného fenoménu, ale jsou výsledkem statistického zpracování série měření, které byly ovšem provedeny na jediné konkrétní geometrii, která se odlišuje od geometrie námi zkoumané.

Další možností určení zápalného napětí korony CIV pro náš zkoumaný asymetrický kondenzátor je vyjít z naměřené závislosti $F(U)$ pro první oblast, kterou vidíme graficky zachycenou v grafu č. 9.



Graf č. 9: Naměřená funkční závislosti $F(U)$ s provedenou lineární regresí.

Abychom mohli závislost z grafu č. 9 podrobněji analyzovat, je nutné popsat závislost $F(U)$ matematicky. Vyjdeme ze vztahu (59), který v základní podobě popisuje závislost $F(I)$ pro první oblast a ze vztahu (66), který popisuje závislost $I(U)$. Kombinací těchto dvou vztahů, tedy přesněji dosazením vztahu (66) do vztahu (59) získáme vztah:

$$F = \frac{\psi \cdot U \cdot (U - CIV) \cdot d}{\mu} . \quad (69)$$

Vztah (69) udává, jak vznikající síla F závisí na napětí U mezi elektrodami, popisuje tedy funkční závislost $F(U)$. Roznásobením vztahu (69) a přeskupením proměnných dostaneme:

$$F = A \cdot U^2 - A \cdot CIV \cdot U , \quad (70)$$

kde necht' koeficient A je definován jako $A = (\psi \cdot d) / \mu$ a byl zaveden čistě pro přehlednost.

Z tvaru vztahu (70) je zřejmé, že se opět jedná o kvadratickou závislost bez absolutního členu. V grafu č. 9 jsou naměřené hodnoty proloženy pomocí lineární regrese právě tímto typem kvadratické závislosti. Z hodnoty R^2 plyne, že tato závislost skutečně dobře vystihuje hodnoty naměřené na zkoumaném asymetrickém kondenzátoru. Uveďme si nyní regresní rovnici závislosti $F(U)$ včetně fyzikálních jednotek:

$$F[mN] = 0,0246 \cdot U^2[kV]^2 - 0,1921 \cdot U[kV] . \quad (71)$$

Porovnáním vztahů (70) a (71) již snadno vypočteme hodnotu CIV , která touto metodou vyjde $CIV = 7,8$ kV.

V předchozím textu byly ukázány tři různé možnosti výpočtu zápalného napětí korony CIV pro náš zkoumaný asymetrický kondenzátor. V tabulce č. 6 vidíme pro přehlednost tyto hodnoty pod sebou.

Tabulka č. 6: Porovnání vypočtených hodnot CIV pomocí tří různých metod

Metoda výpočtu CIV	CIV [kV]
ze závislosti $I(U)$	8,5
z Peekových vztahů	6,8
ze závislosti $F(U)$	7,8

Z tabulky č. 6 je vidět, že hodnoty CIV vypočtené pomocí různých metod se od sebe vzájemně liší. Abychom mohli vybrat některou z hodnot jako tu, která je nejbližší skutečné hodnotě CIV pro naše zkoumané zařízení, je nutné provést experiment s koronakamerou. Pozorujeme-li asymetrický kondenzátor v dokonale zatemněné místnosti, můžeme právě pomocí koronakamery hodnotu CIV určit. Je to ta hodnota napětí, při kterém se korona na malé elektrodě právě objeví. V našem experimentu se pozorovatelná korona objevila právě při

napětí $U = 8$ kV. Snímek pořízený pomocí koronakamery UVIRCO CoroCAM I vidíme na obr. 27.



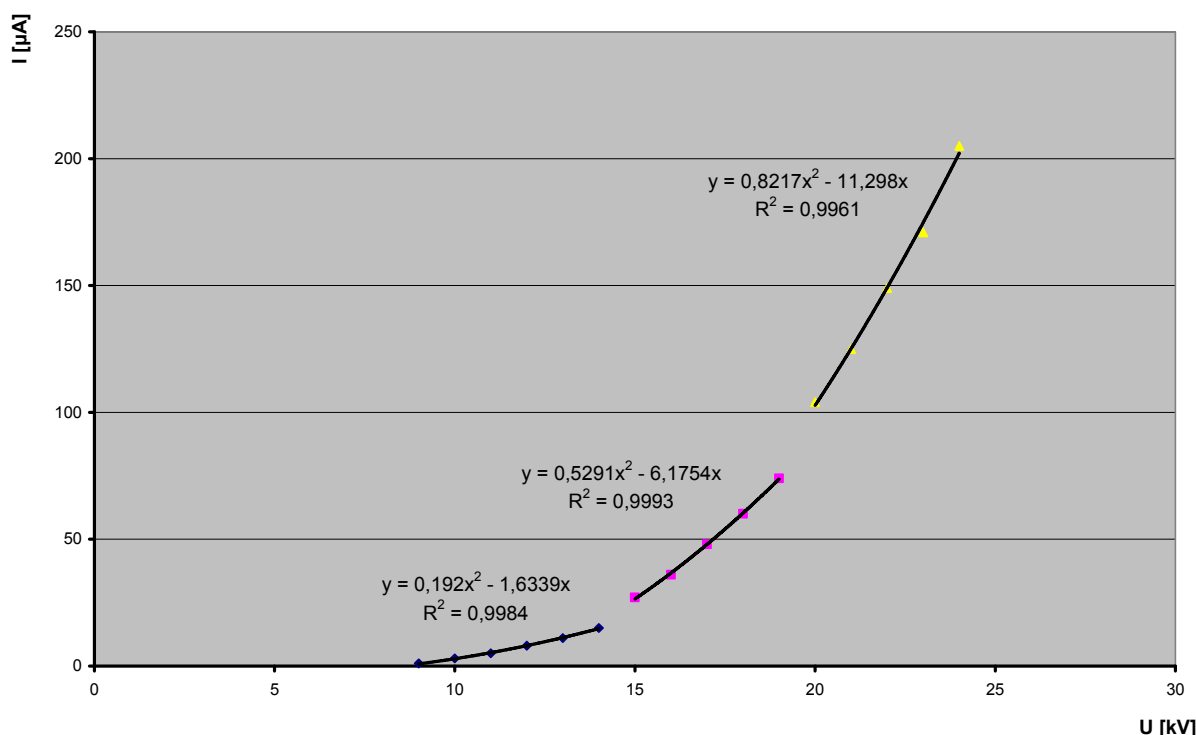
Obr. 27: Snímek z koronakamery - nástup korony na zkoumaném zařízení při $U = 8$ kV.

Experiment s koronakamerou tedy ukazuje, že nejbližší skutečné hodnotě CIV je hodnota vypočtená ze závislosti $F(U)$. I hodnota vypočtená ze závislosti $I(U)$, tedy z voltampérové charakteristiky, je experimentálně získané hodnotě s dostatečnou přesností blízká. Naopak hodnota vypočtená pomocí Peekových vztahů je reálně naměřené hodnotě nejvzdálenější. Tímto experimentem a srovnáním s vypočtenými hodnotami můžeme ukončit problematiku CIV našeho zkoumaného zařízení.

Dalším problémem, který je nutné vysvětlit, je existence tří oblastí voltampérové charakteristiky. Již jsme uvedli, že je tyto tři oblasti nutné charakterizovat vzhledem k připojenému napětí U . Vyjdeme ze vztahu (66) a zavedeme novou proměnou U_{Ti} , která necht' charakterizuje napětí, při kterém právě dojde ke změně koeficientu ζ . V našem případě tedy budeme definovat napětí U_{T1} , U_{T2} a U_{T3} , kde $U_{T1} = CIV$. Dostaneme pak upravený vztah:

$$I = \psi \cdot U \cdot (U - U_{Ti}). \quad (72)$$

Každou ze tří oblastí voltampérové charakteristiky tedy popisuje kvadratická závislost bez absolutního členu, jak plyne ze vztahu (72). V grafu č. 10 je graficky znázorněna kompletní voltampérová charakteristika zkoumaného kondenzátoru, včetně pomocí lineární regrese proložené kvadratické závislosti pro každou ze tří oblastí.



*Graf č. 10: Tři oblasti voltampérové charakteristiky zkoumaného kondenzátoru
s provedenou lineární regresí pro jednotlivé oblasti*

Z rovnic, které jsme získali lineární regresí aplikovanou na naměřená data v grafu č. 10, můžeme nyní určit jednotlivá napětí U_{T1} , U_{T2} a U_{T3} . Postup výpočtu je elementární, shodný s postupem výpočtu v případě vztahu (68). Tímto výpočtem získáme následující hodnoty pro jednotlivá napětí U_T : $U_{T1} = 8,5$ kV, $U_{T2} = 11,7$ kV a $U_{T3} = 13,7$ kV. Tyto tři hodnoty napětí tedy rozdělují voltampérovou charakteristiku zkoumaného zařízení na tři oblasti, stejně jako hodnoty koeficientu ζ rozdělovaly na tři oblasti závislost $F(I)$.

Vztah (72) v kombinaci s experimentálně získanými hodnotami U_{Ti} kompletně popisuje závislost $I(U)$ zkoumaného asymetrického kondenzátoru, a tedy jeho kompletní voltampérovou charakteristiku.

3.8. Chování zkoumaného asymetrického kondenzátoru při připojení na střídavé vysoké napětí

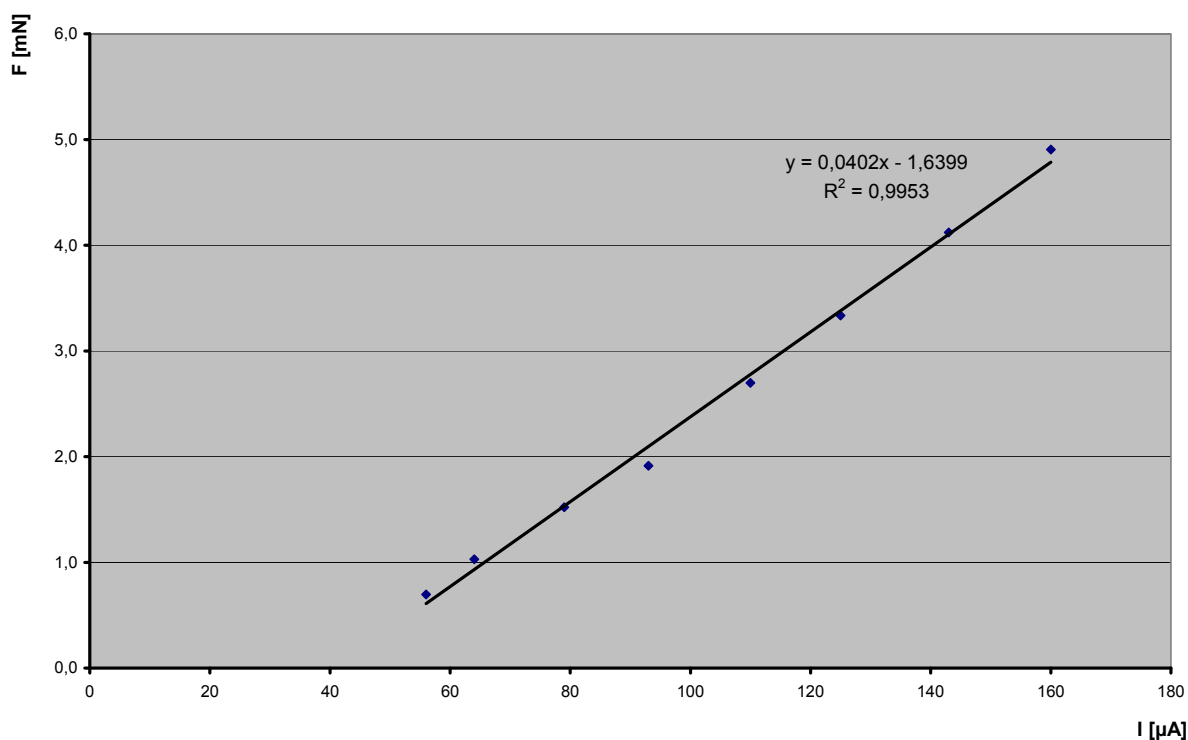
Dalším a posledním krokem v kompletním popisu vlivu elektrických veličin na Biefeld-Brownův efekt je popis chování zkoumaného zařízení při připojení na střídavé vysoké napětí.

Experimenty diskutované v této části disertační práce byly provedeny stejným způsobem, který byl podrobně popsán výše, pouze s jediným rozdílem, k napájení asymetrického kondenzátoru byl místo stejnosměrného použit střídavý vysokonapětový zdroj.

Abychom mohli provést matematicko-fyzikální popis chování zkoumaného kondenzátoru za těchto podmínek, je nezbytně nutné učinit několik důležitých teoretických předpokladů:

1. K napájení zkoumaného zařízení budeme používat vysoké napětí o standardním průmyslovém kmitočtu, tedy $f = 50$ Hz. Ke změně polarity připojeného napětí dochází padesátkrát za sekundu. Tyto změny se mohou na první pohled jevit jako rychlé, zdůrazněme ale skutečnost, že u nabitých částic, které se pohybují mezi elektrodami asymetrického kondenzátoru, dojde cca k 10^{10} srážkám s neutrálními částicemi okolního prostředí za každou sekundu. Porovnáme-li tyto dvě hodnoty, je zřejmé, že změna polarity je ve skutečnosti velmi pomalá. Díky tomu můžeme na děje, ke kterým na zkoumaném kondenzátoru dochází, pohlížet jako na dvojici jevů, které již byly popsány dříve – v první půlperiodě střídavého napětí je na malou elektrodu asymetrického kondenzátoru připojen kladný pól vysokonapětového zdroje, velká elektroda je uzemněna. V druhé půlperiodě je situace právě opačná – tj. malá elektroda je uzemněna, na velkou elektrodu je připojen kladný pól zdroje.
2. V případě stejnosměrného napájení neprotékal zkoumaným kondenzátorem žádný kapacitní proud I_C . Ten musíme pochopitelně v případě střídavého napájení uvažovat. A to nejen kapacitní proud, který protéká zkoumaným elementem, ale také kapacitní proud, který protéká přívodními kabely, apod.
3. Vzhledem k tomu, že Townsendův mechanismus laviny elektronů vychází z teoretického modelu, který předpokládá napájení stejnosměrným napětím [20], nebude v případě napájení střídavým napětím docházet k rozdělení funkčních průběhů do tří popsaných oblastí, naopak funkční průběhy, tedy zejména $F(I)$ a $I(U)$ budou mít charakter spojitých funkcí.

V grafu č. 11 jsou graficky zachyceny výsledky ze skutečně provedeného měření, zkoumaný element byl napájen střídavým vysokým napětím o frekvenci $f = 50$ Hz, je zachycen funkční průběh $F(I)$.



Graf č. 11: Naměřená závislost $F(I)$ pro napájení elementu střídavým proudem o $f = 50$ Hz

V grafu č. 11 byla provedena lineární regrese, která okamžitě ukazuje experimentální potvrzení bodu č. 3 výše uvedených předpokladů, je totiž evidentní, že v případě střídavého napájení může být celý funkční průběh $F(I)$ proložen jedinou lineární funkcí.

Z bodu č. 1 předpokladů pro popis chování kondenzátoru při střídavém napájení plyne, že celková síla, která bude na zkoumaném zařízení vznikat, je dána jako aritmetický průměr sil pro dvě různé pohyblivosti iontů – kladných a záporných. To lze vyjádřit následujícím vztahem pro vznikající sílu F , který vychází ze základního vztahu (59):

$$F = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{I_F \cdot d}{\mu^+} + \frac{I_F \cdot d}{\mu^-} \right), \quad (73)$$

kde μ^+ je pohyblivost kladných iontů, μ^- pohyblivost iontů záporných. Zavedeme-li pro přehlednost proměnnou μ_i^{+-} , inverzní pohyblivost iontů obou znamének, která nechť je součtem převrácených hodnot jednotlivých pohyblivostí, tj.:

$$\mu_i^{+-} = \left(\frac{1}{\mu^+} + \frac{1}{\mu^-} \right). \quad (74)$$

Pak můžeme vztah (73) upravit do přehlednější podoby:

$$F = \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot I_F . \quad (75)$$

Z bodu č. 2 předpokladů plyne, že naměřený proud I_M je v případě střídavého napájení zkoumaného kondenzátoru definován jako:

$$I_M = I_F - I_Z + I_C . \quad (76)$$

Oproti stejnosměrnému napájení je naměřený proud definován jako proud I_F , který způsobí vznikající sílu, zmenšený o proud ztrátový I_Z , ale navíc ještě navýšený o procházející kapacitní proud I_C . Vliv tohoto kapacitního proudu je velmi významný. Provedeme-li nyní porovnání proudů, které jsou nutné pro dosažení stejné vznikající síly F , např. pro vznikající sílu $F = 2,7$ mN. V případě stejnosměrného napájení je potřeba procházející proud $I_M = 27$ μ A, pro střídavé napájení $I_M = 110$ μ A. Vidíme, že pro dosažení stejné velikosti vznikající síly F je v případě střídavého napájení nutný téměř čtyřnásobný proud. To je způsobeno nejen tím, že vznikající síla je z definice o něco menší (srovnejme např. vztahy (59) a (75)), ale především právě procházejícím kapacitním proudem I_C , který sice naměříme jako nedílnou součást I_M , ale nepřispěje ke vznikající síle F .

Provedeme-li dosazení za I_F ze vztahu (76) do vztahu (75) pro vznikající sílu F a přeskupíme proměnné, dostaneme:

$$F = \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot (I_M + I_Z) - \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot I_C . \quad (77)$$

Porovnáním tohoto tvaru vztahu (77) se vztahem získaným lineární regreseí z naměřených dat v grafu č. 11 můžeme elementárním postupem vypočítat hodnotu I_C , která vyjde $I_C = 41$ μ A, což je průměrný kapacitní proud pro celý naměřený průběh $F(I)$.

Proveďme nyní podrobnější analýzu tohoto kapacitního proudu I_C . Ten je součtem dvou částí, tou první je kapacitní proud, který prochází pouze skutečnou kapacitou zkoumaného kondenzátoru, označme jej I_{C1} , druhou částí je kapacitní proud, který prochází přívody, apod., je tedy kapacitním proudem parazitním a označíme ho I_{C2} , můžeme tedy psát:

$$I_C = I_{C1} + I_{C2} . \quad (78)$$

První část kapacitního proudu I_{C1} můžeme vypočítat. Vyjdeme ze základního vztahu, známého z teoretické elektrotechniky jako vztah popisující velikost proudu procházejícího kondenzátorem:

$$I_{C1} = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot U \cdot C , \quad (79)$$

kde f je frekvence připojeného napětí a C kapacita daného kondenzátoru. Abychom mohli tento vztah použít, je nutné znát kapacitu C zkoumaného kondenzátoru. Pokud je vzdálenost mezi elektrodami d větší než poloměr malé elektrody r (což je v našem případě splněno), pak je kapacita C podle [24] určena takto:

$$C = \frac{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot a}{\operatorname{arccosh}\left(\frac{d}{r}\right)}, \quad (80)$$

kde a je délka malé elektrody. Pokud provedeme dosazení skutečných hodnot zkoumaného kondenzátoru do vztahu (80), získáme výsledek $C = 1$ pF. Dosadíme-li tuto hodnotu kapacity C a hodnotu napětí $U = 16,7$ kV (což je průměrné napětí pro celou změřenou oblast) do vztahu (79) dostaneme výsledek $I_{C1} \approx 5$ μ A. Dosazením této hodnoty do vztahu (78) můžeme určit hodnotu $I_{C2} = 36$ μ A. Je tedy zřejmé, že hodnota I_{C2} je více než sedmkrát vyšší než hodnota I_{C1} . Z toho plyne, že většina kapacitního proudu prochází parazitní kapacitou přívodů apod., nikoliv vlastní kapacitou zkoumaného kondenzátoru.

Závěrem této kapitoly tedy můžeme konstatovat, že při napájení zkoumaného asymetrického kondenzátoru střídavým proudem využíváme pouze velmi malou část procházejícího proudu ke generování síly F . Toto řešení je tedy oproti napájení proudem stejnosměrným velmi neefektivní a neexistuje proto žádný důvod, proč napájení střídavým proudem ke generování síly v praxi vůbec používat.

Závěr

V této disertační práci jsem se podrobně zabýval vznikem síly na vysokonapětovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami. Jevem, který se označuje jako Biefeld-Brownův efekt. Zkoumání tohoto fenoménu bylo velmi komplexní, od návrhu a realizace měřicí metody, která umožňuje velmi rychle a přesně měřit vznikající sílu jako úbytek hmotnosti kondenzátoru na digitální váze, přes vyhodnocení velké série provedených experimentů, až po interpretaci naměřených dat, která umožnila vytvoření matematicko-fyzikální teorie Biefeld-Brownova jevu, a konečně i výslednou verifikaci teoreticky dosažených výsledků a odvozených vztahů experimenty. Tato nová teorie vysvětluje podstatu zkoumaného jevu v rámci známých fyzikálních teorií a zároveň umožňuje falzifikaci některých nesmyslných hypotéz a spekulativních domněnek, které se v odborné literatuře bohužel také vyskytují, především hypotézu elektrogravitace a dále dielektroforetickou hypotézu.

Odvozená matematicko-fyzikální teorie dovoluje jak kvalitativní, tak i kvantitativní popis vlivu elektrických veličin na Biefeld-Brownův efekt. Konkrétně vztah (62) vysvětluje vznik síly F na vysokonapětovém asymetrickém kondenzátoru při připojení na stejnosměrné napětí vzhledem k procházejícímu proudu I :

$$F = \frac{(I_M + I_Z) \cdot d}{\mu \cdot \zeta}, \quad (62)$$

kde F je vznikající síla, I_M označuje naměřený proud, I_Z je proud ztrátový, d je vzdálenost mezi elektrodami, μ je pohyblivost iontu a koeficient ζ udává množství elektronů vzniklých v Townsendově smyslu.

Vztah (72) popisuje voltampérovou charakteristiku zkoumaného zařízení, tedy funkční závislost $I(U)$:

$$I = \psi \cdot U \cdot (U - U_{Ti}), \quad (72)$$

kde I je proud, který protéká obvodem, ψ je činitel závisející na tvaru elektrického pole a na charakteru částic, které se mezi elektrodami pohybují, U je přiložené napětí a U_{Ti} charakterizuje napětí, při kterém právě dojde ke změně koeficientu ζ .

A konečně kombinace obou vztahů (62) a (72) umožňuje kvantifikovat také funkční závislost $F(U)$. Tím je proveden kompletní popis chování Biefeld-Brownova efektu při stejnosměrném napájení. V případě střídavého napájení asymetrického kondenzátoru vztah (77) popisuje funkční závislost $F(I)$:

$$F = \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot (I_M + I_Z) - \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot I_C, \quad (77)$$

kde μ_i^{+-} je inverzní pohyblivost iontů obou znamének a I_C je kapacitní proud. Vzhledem k tomu, že je tento způsob napájení pro tuto aplikaci velmi neefektivní a de facto nepoužitelný v praxi, nebyl dále podrobněji analyzován.

Lze tedy konstatovat, že cíle práce se podařilo splnit beze zbytku. V práci byl předložen kompletní matematicko-fyzikální popis vzniku síly na vysokonapětovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami, tento popis byl verifikován na velké sérii experimentů a byla ukázána výborná shoda teoreticky získaných vztahů s reálnými experimentálními daty.

Přesto ale zkoumání tohoto fenoménu rozhodně nelze považovat za zcela skončené. Velmi důležitým aspektem, který vznikající sílu ovlivňuje, je mimo jiné i konkrétní geometrie elektrod zkoumaného kondenzátoru, touto problematikou se zabývá ve své disertační práci M. Malík [25]. Otevřenou zůstává také otázka detailní analýzy ztrátových proudů I_Z , které jsou důležitou složkou vztahů popisujících vznikající sílu F .

Autor této disertační práce sám již provedl některé další experimenty, které dále osvětlují vznik síly. Je to především vliv silného magnetického pole na oblast mezi elektrodami kondenzátoru, který se i při velkých hodnotách magnetické indukce $B = 1,5$ T jeví jako zcela zanedbatelný. To je ve shodě s mechanismem vzniku síly podrobně popsáným v této práci, především proto, že střední volná dráha iontů, které se pohybují mezi elektrodami, je tak krátká, že ani tak silné magnetické pole nemůže mít na zakřivení jejich trajektorie výraznější vliv. Další otázkou byl vliv materiálu malé elektrody, zde autor provedl experimenty s několika různými drátovými elektrodami stejného průměru – konkrétně ze železa, wolframu, india, niklu a stříbra. Nepodařilo se experimentálně prokázat žádný vliv těchto materiálů na velikost vznikající síly. Je to tedy další experimentální důkaz toho, že se mezi elektrodami pohybují ionty, které vznikají skutečně z okolního média (nejčastěji vzduchu) a rozhodně tedy nedochází např. ke studené emisi z tenké elektrody.

Zásadní přínos této disertační práce spočívá v tom, že se podařilo přesně a kompletně popsat jak mechanismus vzniku síly při Biefeld-Brownově efektu, tak také kvantifikovat vliv elektrických (příp. i jiných) veličin na velikost vznikající síly. Pokud je mi známo, je tato práce první vědecky relevantní prací, která se o to pokusila na jasných a nespekulativních fyzikálních základech.

Použitá literatura

- [1] BROWN, T. T. *A Method of and an Apparatus or Machine for Producing Force or Motion*. Britský patent č. 300311 z roku 1927.
- [2] BROWN, T. T. *A Elektrokinetic apparatus*. US patent č. 2949550 z roku 1960.
- [3] DE SEVERSKY, A. P. *Ionocraft*. U.S. patent č. 3130945 z roku 1964.
- [4] CANNING, F. X. *Asymmetrical Capacitors for Propulsion*. NASA West Virginia, 2004.
- [5] BAHDER, T. FAZI, Ch. *Force on an Asymmetrical Capacitor*, ARL-TR-3005, Army Research Laboratory, Adelphi, 2003.
- [6] MUSHA, T. *Theoretical Explanation of the Biefeld-Brown Effect*. Electric Spacecraft Journal, Issue 31, 2000 str. 29-35
- [7] AKOPJAN, A. A. *Technika vysokého napětí*. SNTL Praha, 1956.
- [8] PEEK, F. W. *Dielectric phenomena in high voltage engineering*, McGraw-Hill, 1929.
- [9] FEYNMAN, R. P. *Feynmanovy přednášky z fyziky*, díl 2. FRAGMENT Havlíčkův Brod , 2001.
- [10] Autorem převzato a upraveno z public domain internetové encyklopedie *Wikipedia*, [cit. 2013-12-13], URL: <<http://en.wikipedia.org>>
- [11] HORÁK, Z. *Fyzika*. SNTL Praha, 1981, s. 524
- [12] *The Automata Blog*, [cit. 2013-12-13], URL: <http://blog.dugnorth.com/2008_09_01_archive.html>
- [13] *Antique medical static machine*, [cit. 2013-12-13], URL: <<http://www.liveauctioneers.com/item/1167204>>
- [14] *Fermilab Today*, [cit. 2013-12-13], URL: <http://www.fnal.gov/pub/today/archive/archive_2007/today07-11-28.html>
- [15] PRIMAS, J. *Elektrické vlastnosti vysokonapětového kondenzátoru s asymetrickými elektrodami*, Diplomová práce, Technická univerzita v Liberci, 2008.
- [16] KUBÁŇ, M. *Vliv termoemise na velikost síly při Biefeld-Brownově efektu*, Bakalářská práce, Technická univerzita v Liberci, 2012.
- [17] MATSOUKAS, G., AHMED, N. A. *Investigation of Ionic Wind as a Means of Generating Propulsive Force*. International Review of Aerospace Engineering, Volume 5, Issue 2, 2012.
- [18] JONES, T. B. *Electromechanics of particles*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.

- [19] TIPLER, P. A. *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. Spektrum Verlag, Heidelberg, 2004.
- [20] TOWNSEND, J. S. *Electricity in gases*, Clarendon Press, Oxford, 1915.
- [21] DEUTSCH, W. *Über die Dichteverteilung unipolarer Ionensströme*. Ann. Phys., Leipzig, 1933.
- [22] WARBURG, E. *Charakteristik des Spitzenstromes*. Springer Verlag, Berlin, 1927.
- [23] PRIMAS, J., KOŠEK, M., MALÍK, M., RICHTER, A. *Approximation of strong electric field*. Proceedings of conference Advanced Methods in the Theory of Electrical Engineering, Pilsen, 2009, pp. 13-14.
- [24] JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*, Wiley, 1975.
- [25] MALÍK, M. *Vliv mechanických veličin na síly působící v kondenzátorech s asymetrickými elektrodami*, Disertační práce, Technická univerzita v Liberci, 2014.